

# Physikalische Berichte

als Fortsetzung der „Fortschritte der Physik“ und des „Halbmonatlichen Literaturverzeichnisses“ sowie der „Beiblätter zu den Annalen der Physik“

gemeinsam herausgegeben von der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

und der

Deutschen Gesellschaft für technische Physik

unter der Redaktion von Karl Scheel

3. Jahrgang

15. November 1922

Nr. 22

## 1. Allgemeines.

**A. Sonnefeld.** Der Weg zum Pulfrichschen Stereophotometer. *ZS. f. Feinmech.* **30**, 175—177, 1922, Nr. 15 und *Centr.-Ztg. f. Opt. u. Mech.* **43**, 345—347, 1922, Nr. 20/21. Es wird eine kurze Darstellung der Vorgeschichte und des Grundsatzes des Pulfrichschen Stereophotometers gegeben. Siehe S. 553—558 der ausführlichen Darstellung von Pulfrich: „Die Stereoskopie im Dienste der isochromen und heterochromen Photometrie“ in *Naturwissenschaften* **10**, 553—564, 569—574, 596—601, 714—722, 735—742, 751—761, 1922. ERFLE.

**B. G. Boffito.** Distanze e dimensioni cosmiche secondo Dante. *Archivio di Storia della Scienza* **3**, 34—44, 1922, Nr. 1. NEUBURGER.

**Eilhard Wiedemann.** Über die angebliche Verwendung des Pendels bei den Arabern. *ZS. f. Phys.* **10**, 267—268, 1922, Nr. 4. SCHEEL.

**M. I. Pupin.** Reminiscences of Hermann von Helmholtz. *Journ. Opt. Soc. America* **6**, 336—342, 1922, Nr. 4. SCHEEL.

**Henry Crew.** Helmholtz on the doctrine of energy. *Journ. Opt. Soc. America* **6**, 312—326, 1922, Nr. 4. SCHEEL.

**Leonard Thompson Troland.** Helmholtz's contributions to physiological optics. *Journ. Opt. Soc. America* **6**, 327—335, 1922, Nr. 4. SCHEEL.

**N. H. Kolkmeijer.** Prof. Dr. R. Sissingh. *Physica* **2**, 129—135, 1922, Nr. 5. SCHEEL.

**James P. C. Southall.** The beginnings of optical science. *Journ. Opt. Soc. America* **6**, 293—311, 1922, Nr. 4. SCHEEL.

**M. v. Rohr.** Ein Beitrag zur Entwicklung des holländischen Fernrohrs. *Central-Ztg. f. Opt. u. Mech.* **43**, 377—378, 393—395, 1922, Nr. 23, 24. SCHEEL.

**G. Hellmann.** Die älteste englische Bezeichnung für das Thermometer. *Meteorol. ZS.* **39**, 208—209, 1922, Nr. 7. In der 1620 in London erschienenen ersten Ausgabe von Francis Bacons „*Novum Organon*“ wird S. 201 das Thermometer als „*Vitrum Calendare*“, und zwar in einem Zusammenhang erwähnt, der vermuten läßt, daß der Name damals bereits existierte. [Giuseppe Biancani (Blancanus) hatte ihm in demselben Jahre den Namen Thermoskop gegeben.] Es ist anzunehmen, daß

das von calendae abgeleitete englische Wort calendar hier in der Bedeutung Verzeichnis, Register aufzufassen ist, wie das Verbum to calendar registrieren bedeutet. Der Name Vitrum Calendare ist bis gegen 1660 in Gebrauch gewesen; wurde dann aber durch die Bezeichnung Weather Glass ersetzt (J. Worlidge, Systema Agriculturae, 1668, wo in den Marginalien auch vom Thermometer gesprochen wird). Das in England frühzeitig und lange Zeit gebrauchte Thermoskop entspricht dem italienischen Typus von Galilei-Santorio und nicht dem holländischen. Die Ansicht, Bacon sei der Erfinder des Thermometers, ist irrig. BÖTTGER.

**C. Runge.** Vektoranalytische Behandlung der Geometrie und Mechanik. Jahresber. d. D. Math.-Verein. **31**, 27–30, 1922, Nr. 1/4. SCHEEL.

**W. O. Schumann.** Zur Theorie der Kreisdigramme. Arch. f. Elektrot. **11**, 140–146, 1922, Nr. 4. SCHEEL.

**H. Teege.** Ein Paradoxon der Gravitation. ZS. f. math. u. naturw. Unterr. **10**, 81–84, 1922, Nr. 3/4. Ein nicht mit Masse angefülltes Zentrum  $A$  ziehe einen frei beweglichen Körper  $K$  ohne seitlichen Anstoß mit einer von  $A$  ausgehenden und nach  $A$  gerichteten Kraft an, die dem Quadrat der Entfernung umgekehrt proportional ist. Wie bewegt sich der Körper? Die Frage kann eine zweifache Beantwortung erfahren: 1. Der Körper wird eine harmonische Bewegung um  $A$  ausführen. 2. Der Körper gelangt nur bis  $A$  und kann  $A$  nicht überschreiten. Er gelangt dann in die Ausgangslage zurück. — Die Lösung 2 erscheint zunächst paradox. Die Differentialgleichung  $\frac{d^2 x}{dt^2} = -\frac{k}{x^2}$  kann durch den Ansatz  $x = a(1 + \cos \psi)$  integriert werden.

Das Integral lautet:  $\sqrt{\frac{a^3}{k}} (\psi + \sin \psi) = \pm t$ . Da für beliebige Zeiten  $t$  stets ein reeller Wert  $\psi$  ermittelt werden kann, bleibt also  $x = a(1 + \cos \psi)$  stets positiv. Die Rechnung ergibt die Lösung 2. — Es handelt sich hier um einen Grenzfall der elliptischen Planetenbewegung. Denkt man die Seitenbewegung immer kleiner werdend, so artet die Ellipse in eine Strecke aus, deren einer Endpunkt  $A$  ist. Man kann aber auch folgenden Grenzübergang vornehmen: Eine materielle Kugel mit dem Mittelpunkt  $A$  erhalte eine dünne Bohrung, durch welche der Körper  $K$  hindurchfallen kann.  $K$  wird dann über  $A$  hinausfliegen und um  $A$  harmonisch schwingen. Dies gilt auch, wenn die Masse der Kugel um  $A$  verkleinert wird. Der Grenzübergang ergibt schließlich die Bedingungen der Aufgabe. — Der Widerspruch beider Lösungen 1 und 2 beruht darin, daß zwei Grenzübergänge nicht vertauschbar sind. Als mathematisches Beispiel führt Verf. die Differentiation der bekannten Fourierschen Reihe  $\frac{1}{2} = \sin x - \frac{1}{2} \sin 2x + \frac{1}{3} \sin 3x - \frac{1}{4} \sin 4x \dots$  an ( $\pi > x > -\pi$ ). Summiert man zuerst und differenziert, also  $\frac{1}{2}x$ , so ergibt sich der Wert  $\frac{1}{2}$ . Differenziert man aber zuerst (also gliedweise) und summiert, so ergibt sich eine oszillierende Reihe, also nicht mehr der Wert  $\frac{1}{2}$ . Im physikalischen Beispiel handelt es sich ebenfalls um zwei Grenzübergänge: In Lösung 1 verschwinden zuerst die Dimensionen des anziehenden Körpers  $A$ , dann wird zur geradlinigen Bewegung übergegangen. In Lösung 2 wird zuerst die geradlinige Bewegung des Körpers  $K$  erreicht, dann der Grenzübergang des anziehenden Körpers gegen die Masse Null bewirkt. Das Paradoxon ist ein anschauliches Beispiel für die Nichtvertauschbarkeit von Grenzübergängen. SCHWERDT.



**H. Schwerdt.** Fluchtlinientafeln, Grundlagen und Anwendungen auf Fragen der Leitungsberechnung und Beleuchtungstechnik. Elektrot. ZS. **43**, 777—781, 1922, Nr. 23. Im Eingang der Arbeit wird die Funktionsskala diskutiert, und zwar auf zeichnerischer und rechnerischer Grundlage. Die Ökonomie der Doppelskala besteht darin, daß sie die einfache Mannigfaltigkeit der Funktionswerte im eindimensionalen Gebiete wiedergibt. Als Beispiel werden die Meyerschen Lichtstromskalen behandelt. Die logarithmischen Skalen zeichnen sich durch die konstante Genauigkeit aus. — Die Fluchtlinientafeln werden elementar-geometrisch begründet und nach Prinzipien der Bewegungsgeometrie verändert. Die analytische Ableitung der Nomogramme wird nach dem Piranischen Verfahren der Typenbildung skizziert. Als Beispiele für Superpositionen werden Tafeln über Belastbarkeit von flachem Leitungsmaterial, über Spannungsabfall in Gleich- und Drehstromleitungen und schließlich eine logarithmische Potenztafel entwickelt. Diese löst Gleichungen der Form  $a = b^n$  im Bereich  $n = 0,01$  bis 10. Von Tafeln mit komplexen Variablen behandelt Verf. die von Ulf. Meyer angegebenen Reduktionstafeln  $A + B \cdot i = R \cdot e^{i\varphi}$ .

SCHWERDT.

**von Stritzl.** Die Nomographie und ihre Anwendungen im Elektromaschinenbau. Elektrot. ZS. **43**, 781—782, 1922, Nr. 23. Verf. behandelt zunächst die Nomogramme der sogenannten Z-Form, welche die drei Variablen auf zwei parallelen und einer gegen diese geneigten Skale darstellen. Die Herstellung derartiger Tafeln des Typus  $a \cdot b = c$  bietet im allgemeinen zwar durch die Berechnung oder Konstruktion der projektiven Mittelskala gewisse Schwierigkeiten. Auch die Werteverteilung auf einer projektiven Skale ist bisweilen ungünstig. Diese Nachteile werden aber durch die Möglichkeit weit ausgeglichen, mehrere Tafeln zu einer übersichtlichen Folge zusammenzustellen. Dies gilt zunächst für die Doppel-Z-Tafel, welche vier Variablen auf den Seiten eines Quadrates darstellt und eine Diagonale als Zapfenlinie benutzt. Die Träger sind in diesem Falle  $a:b = c:d$  regulär beziffert, was für die Konstruktion des Nomogrammes eine wesentliche Erleichterung bedeutet. Als Beispiel wird der Zusammenhang zwischen Magnetisierung und Amperewindungsbedarf diskutiert. Verf. gibt fernerhin ein interessantes Beispiel zur experimentellen Nomographie. Weist der Charakter einer Funktion auf die Möglichkeit hin, eine Fluchtlinientafel zu konstruieren, so läßt sich ein (krummliniger) Träger aus eingezeichneten Einzelwerten leicht konstruieren.

SCHWERDT.

**H. Willers.** Die Spiegelung als primitiver Begriff im Unterricht. ZS. f. math. u. naturw. Unterr. **53**, 68—77, 109—119, 1922, Nr. 3/4, 5/6. Die Arbeit gibt einen Überblick über die Axiomsysteme der Geometrie und erörtert besonders diejenigen Systeme, in denen die Gruppe der Bewegungen zur axiomatischen Begründung herangezogen wird. Für den Unterricht kommt es darauf an, eine Fusion vorzunehmen. Werden die Bewegungen in den Unterricht eingeführt, so fordert Verf., daß dies in strenger Begründung erfolge. Der Begriff der Spiegelung erweist sich dabei als wertvoll. In der zweiten Arbeit stellt Verf. ein die Spiegelung enthaltendes Axiomensystem auf.

SCHWERDT.

**A. Whitwell.** The Crossing of Rays Produced by the Refraction of a Prism. The Optician **63**, 399—402, 1922, Nr. 1638. [S. 1171.]

ERFLE.

**H. Hermann.** Die Ermittlung der molekularen Größenordnung im Unterricht. ZS. f. math. u. naturw. Unterr. **53**, 77—81, 1922, Nr. 3/4. Verf. bedient sich des Kohlrauschschen Verfahrens unter Benutzung des Stokesschen Gesetzes. Zur

Bestimmung des Geschwindigkeitsexponenten in der Flüssigkeitswiderstandsformel eignet sich am besten Bernstein in Wasser. Mit zunehmendem Radius der Kugeln (von etwa 0,057 bis 0,173 cm) nimmt die Abweichung des beobachteten Geschwindigkeitswertes gegen den aus dem Stokesschen Gesetz berechneten von etwa 6 bis zu 0,5 Proz. ab. Das Stokessche Gesetz selbst empfiehlt Verf. als Analogon zum Ohmschen Gesetz. — Die Messung der Wanderungsgeschwindigkeit der Ionen erfolgt nach der Anweisung von Schäffer (Progr. d. Oberrealsch. Hamburg-Uhlenhorst, 1904). Ein U-Rohr wird mit einem Gemisch gleicher Raumteile  $\frac{1}{2}$  n-CuSO<sub>4</sub> und  $\frac{1}{2}$  n-K<sub>2</sub>Cr<sub>2</sub>O<sub>7</sub> teilweise gefüllt. Darüber wird verdünnte Schwefelsäure der gleichen Leitfähigkeit (1,324 Proz.) geschichtet. Die Abmessungen des Rohres und der Füllung waren: Volumen der farbigen Mischung 43 ccm, Länge 50 cm, Elektrodenentfernung 80 cm. In neun Minuten hatten sich die Cu-Ionen 0,5 cm weit aus der Trennungsschicht entfernt. Die Stromstärke betrug im Mittel 0,3 Amp. Daraus ergibt sich die Wanderungsgeschwindigkeit zu  $9,27 \cdot 10^{-4}$  cm/sec. Die elektrolitische Reibung wird hieraus zu  $5,6 \cdot 10^{10}$  Dyn ermittelt, wenn die Ladung der Ionen aus Volumen und Grammäquivalentladung bestimmt ist. Die Stokessche Formel ergibt dann den Radius eines Ions von der Größenordnung  $10^{-8}$  cm.

SCHWERDT.

**Paul Gruner.** Graphische Darstellung der speziellen Relativitätstheorie in der vierdimensionalen Raum-Zeit-Welt. ZS. f. Phys. 10, 22–37, 1922, Nr. 1. Es wird eine graphische Darstellungsmethode der vierdimensionalen Raum-Zeit-Welt angegeben, die zur Veranschaulichung der Sätze der speziellen Relativitätstheorie dienen soll. Es ist eine Erweiterung der vom Verf. früher (Phys. ZS. 22, 384, 1921; diese Ber. 2, 1126, 1921) für den eindimensionalen Raum (die  $x, ct$ -Ebene) gegebenen Darstellung auf den dreidimensionalen Raum. Dabei soll die Bewegung eines Weltpunktes durch die vier Projektionen seiner Weltlinie auf die  $(xy)$ ,  $(yz)$ ,  $(zx)$  und  $(xct)$ -Ebene dargestellt und diese vier Projektionen nebeneinander in die vier Quadranten der Zeichenebene eingetragen werden. Das Verfahren wird im einzelnen beschrieben und an den Beispielen: 1. gleichförmig-geradlinige Bewegung eines mathematischen Punktes in der  $xy$ -Ebene; 2. Ausbreitung ebener Wellen in der  $xy$ -Ebene; 3. Ausbreitung der Kugelwellen eines leuchtenden Punktes, ausführlich erläutert.

E. KRETSCHMANN.

Standardizing Tolerances and Allowances in Machine Fits. Amer. Mach. 57, 70–71, 1922, Nr. 2. Es werden die auf Grund praktischer Erfahrungen ermittelten Vorschläge des betreffenden Komitees der American Society of Mechanical Engineers wiedergegeben. Zunächst werden die Begriffe Nennwert (basic size), Mindestspiel (bzw. Höchstpressung) (allowance) und Toleranz (Unterschied des oberen und unteren Abmaßes) erläutert. Die Bestimmung der Außenabmessungen soll auch auf Zylinder (Meßscheiben) zurückgeführt werden, weil dann Innen- und Außenmessungen gleichmäßig erfolgen (Anm. d. Ref.: dem entspricht auch die deutsche Definition des Maßes der Rachenlehre). Abweichend von dem deutschen Toleranzsystem ist nur eine Passung vorgesehen mit folgenden Sitzen (wobei die ihnen ungefähr entsprechenden *DJ*-Sitze als Übersetzung genannt sind): I. weiter Laufsitz (Schlichtpassung) (loose fit); II A. leichter Laufsitz (Feinpassung) (free fit); II B. Laufsitz (Feinpassung) (medium fit); III A. Gleitsitz (Edelpassung) (snug fit); III B. Haftsitz (Edelpassung) (wringing fit); IV A. Festsitz (Edelpassung) (tight fit); IV B. leichter Preßsitz (medium force fit) und IV C. schwerer Preß- oder Schrumpfsitz (heavy force or shrink fit); die beiden letzteren sind in Deutschland noch nicht genormt. Vorgesehen ist die Nulllinie als Begrenzungslinie; Einheitsbohrung ist aber nur bei den Ruhesitzen (einschließlich des



Gleitsitzes) angenommen, während sie bei den beweglichen von Sitz zu Sitz wechselt. Die Toleranz ist (allerdings ohne Einführung dieses Begriffes) auch nach Paßeinheiten (PE) abgestuft, und zwar ist  $1 \text{ PE} = 0,0001 \cdot \sqrt[3]{d}$ . Die Mindestspiele sind aber nicht in PE angegeben, sondern von Sitz zu Sitz (wenigstens bei den beweglichen) festgelegt, während für die Ruhesitze (vom Haftsitz ab) die mittleren Spiele vorgeschrieben sind. Die betreffenden Formeln lauten:

Sitz . .	I	IIA	IIB	IIIA	IIIB	IVA	IVB	IVC
Spiel . .	$0,0025 \sqrt[3]{d^2}$	$0,0014 \sqrt[3]{d^2}$	$0,0009 \sqrt[3]{d^2}$	0	0	$-0,0025 \cdot d$	$-0,0005 \cdot d$	$-0,001 \cdot d$
Toleranz	25	13	8	6 (4)	6 (4)	6	6	6 PE

Dabei beziehen sich die eingeklammerten Zahlen auf die Welle, während sonst die Toleranzen für Bohrung und Welle gleich sind. Für die einzelnen Sitze werden die Verwendungsbereiche angegeben.

BERNDT.

**Karl Lüdemann.** Zum Begriff der Genauigkeit im maschinentechnischen Meßwesen. Maschinenbau 1, 521—523, 1922, Nr. 8. Es wird darauf hingewiesen, daß man sich auch bei technischen Messungen intensiver mit den Fragen der „Genauigkeit“ beschäftigen muß, wozu die Festlegung der Begriffsbestimmungen erforderlich ist. Die Beobachtungsfehler werden eingeteilt in vermeidbare und unvermeidbare; letztere zerfallen in regelmäßige, systematische, einseitige und unregelmäßige. Die Genauigkeit wird definiert durch: Istwert + Genauigkeit = Sollwert. Es wird dann auf den mittleren Fehler der Beobachtung und des Ergebnisses eingegangen und dieser an einem Beispiel berechnet.

BERNDT.

**Pratt Grinding Gage.** Amer. Mach. 57, 33, 1922, Nr. 1. Der Lehrenbügel trägt drei Diamantspitzen, von denen zwei an einstellbaren Schrauben und die dritte an einem Meßbolzen angebracht sind, der auf eine Meßuhr einwirkt. Die Diamanten haben konische Form, damit sie das Werkstück nicht beschädigen. Man soll damit Toleranzen von  $10^{-4}$  Zoll erhalten können. Die ganze Vorrichtung wird in einer an der Maschine befestigten Gabel aufgehängt, kann leicht von einer Maschine zur anderen transportiert werden und wird in eine dort angebrachte Gabel gehängt. Die Lehre soll ohne Stillsetzung der Maschine gebraucht werden.

BERNDT.

**Atlas „Micro-Indicator“** Cylinder and Piston Gages. Amer. Mach. 57, 34, 1922, Nr. 1. Das Meßgerät besteht aus einer Meßuhr mit zwei Meßspitzen; für Innenmessungen ist sie auf einer Platte mit einer Tragstütze angebracht, die die Kontaktspitzen rechtwinklig zur Zylinderachse hält. Sie kann für Bohrungen von  $2\frac{5}{8}$  bis 5" gebraucht werden und zeigt  $10^{-3}$  Zoll an. Für Zylindermessungen wird sie auf einem entsprechenden Gestell befestigt, und zwar an einem in diesem verschiebbaren in  $\frac{1}{4}$  und  $\frac{1}{16}$ " geteilten Maßstabe.

BERNDT.

**Bechler Screw Thread Gauging System.** Amer. Mach. 57, 9 E—10 E, 1922, Nr. 2. Benutzt wird ein Schraubenmikrometer, an welches verschiedene Meßflächen angesetzt werden können, und zwar glatte zur Bestimmung des Außendurchmessers und zugeschärfte zu der des Kerndurchmessers. Für Ermittlung des Flankendurchmessers wird bei kleinen Gewinden ein glatter Meßbolzen und ein prismatischer benutzt, der so abgerundet ist, daß er in der halben Flanke berührt; bei größeren Gewinden werden zwei solcher prismatischer Meßbolzen verwendet. Sie werden eingestellt nach einem Zylinder, der eine V-Nut enthält. Da man im letzteren Falle nicht senkrecht zur Achse mißt, ist der Einstellzylinder um den entsprechenden Betrag größer

gehalten; er gibt dadurch den genauen Wert bis auf  $\frac{1}{100}$  mm an (Anm. d. Ref.: besonders erfreulich ist, daß hier wirklich einmal nicht eine übertriebene Genauigkeit garantiert wird).

BERNDT.

**E. Barlow.** Combined Depth and Angle Gauge. Amer. Mach. **57**, 4 E, 1922, Nr. 1. Die Lehre besteht aus einem Winkeltransporteur mit länglichem Fuß, auf dem der Mittelpunkt des Halbkreises einseitig liegt. Um diesen ist ein in seiner Längsrichtung verschiebbarer Zeiger drehbar; er dient nach Feststellung auf  $90^\circ$  zugleich als Tiefenmesser.

BERNDT.

**E. Everling.** Das Messen der wahren Neigung. Das Weltall **21**, 67—73, 1921, Nr. 9/12.

SCHEEL.

**D. H. Krüss.** Über die Einrichtung der Sphärometer. ZS. f. Instkde. **42**, 245—247, 1922, Nr. 8. Wegen der Unvollkommenheiten der Schneiden der Sphärometerringe muß man an den Messungen eine Korrektion anbringen, die nur experimentell durch Messung einer konvexen und einer konkaven Fläche gleicher Krümmung zu bestimmen ist. Die Korrektion kann dagegen rechnerisch ermittelt werden, wenn der Querschnitt des Sphärometerringes halbkreisförmig oder wenn er plan abgeschliffen ist. Für beide Fälle werden die Formeln entwickelt. Statt der zuerst angegebenen Ausführung können auch drei Kugeln genommen werden; die zweite erwähnte besitzt den Vorteil, daß die Ringe bei Abnutzung leicht nachgeschliffen werden können.

BERNDT.

**Theodore C. Humphreys.** A micrometer attachment. Amer. Mach. **56**, 863—864, 1922, Nr. 23. Um mit dem Schraubenmikrometer die Dicke von Rohrwindungen messen zu können, wird auf den Amboß eine Stahlkugel gelegt, die dort durch ein geschlitztes, umgebördeltes Rohr gehalten wird.

BERNDT.

**R. Dumas and E. C. Peck.** Allowing for Gage Wear. Amer. Mach. **56**, 953—954, 1922, Nr. 26. In Amerika herrscht die (durch Peck eingeführte) Ansicht vor, daß die Arbeitslehren die durch die master gages (Fabrik-Normalen) dargestellten Maße weder durch die Herstellungstoleranz noch durch die Abnutzung überschreiten dürfen, da nur dadurch Ordnung in das Toleranzsystem zu bringen ist. Demgegenüber stehen die Engländer (Dumas) auf dem Standpunkt, daß man auch bei den master gages eine Abnutzung zulassen darf, und daß jene wieder durch besondere Prüflehren zu kontrollieren sind, da nur auf diese Weise Mißhelligkeiten zwischen Lieferer und Besteller zu vermeiden sind.

BERNDT.

**Frank C. Hudson.** How surface effects measurement with plug and ring gages. Amer. Mach. **56**, 860, 1922, Nr. 23. Verf. weist darauf hin, daß ein eingefetteter Kaliberdorn und -ring viel leichter zusammenzubringen sind als im trockenen Zustande und noch durch ihr Eigengewicht aufeinandergleiten, während dies im völlig entfetteten Zustande nicht eintritt.

BERNDT.

**J. Kirner.** Zusammenhang zwischen Kraftfluß, Walzlager und Passungen. Maschinenbau **1**, 459—464, 1922, Nr. 7. Von physikalischem (meßtechnischem) Interesse ist nur der dritte Teil: „Dicke“ und „Rundheit“, der darauf hinweist, daß Messungen zwischen zwei parallelen Flächen, wie sie z. B. bei der Rachenlehre vorliegen, noch nicht die Kreisform des Zylinder- und Kugelquerschnitts gewährleisten. Es gibt vielmehr eine Reihe von Flächen und Körpern mit der Eigenschaft, daß der Abstand irgend zweier paralleler Tangenten konstant ist (z. B. das gleichseitige Bogendreieck). Zur Kontrolle der Rundheit sind bei Zylindern zwei Unterstützungsliniale oder vier Tragpunkte, bei Kugeln drei Tragpunkte erforderlich.

BERNDT.



**F. Bruch.** Die Stoppuhr bei der Zeitstudie in der feinmechanischen Industrie. Maschinenbau 1, 523—525, 1922, Nr. 8. Um mit einfachen Hilfsmitteln eine größere Genauigkeit bei der Zeitbestimmung zu erhalten, wird vorgeschlagen, die gebräuchlichen Stoppuhren mit einer Registriervorrichtung auf Papierstreifen vorzusehen, und eine dafür geeignete Konstruktion im Prinzip angeben. Diese soll die kostspieligeren kinematographischen Einrichtungen ersetzen. BERNDT.

**L. T. Jones.** The Simplest Mercury Vapor Pump. Phys. Rev. (2) 18, 332, 1921, Nr. 4. Verf. deutet die Konstruktion einer einfachen Kondensationspumpe an. Das erreichte Vakuum ist  $10^{-3}$  mm Hg. Ausführliche Beschreibung soll noch folgen. H. EBERT.

**L. T. Jones.** A New Rotary Mercury Pump. Phys. Rev. (2) 18, 332—333, 1921, Nr. 4. Die vom Verf. angegebene neue Konstruktion einer rotierenden Quecksilberpumpe ähnelt der Gaedeschen. Experimentell ist sie noch nicht erprobt. Da sie aber, wie die Gaedesche, aus Metall besteht, ist sie für Erzeugung wirklicher hoher Vakua nicht geeignet. H. EBERT.

**W. Kaufmann und Fr. Serowy.** Druckmessung mittels Glühkathodenröhren. ZS. f. Phys. 5, 319—323, 1921, Nr. 5/6. Die Messung extrem hoher Vakua, wie sie in den modernen Glühkathodenröhren zur Anwendung gelangen, geschieht jetzt wohl ausschließlich nach dem von Schottky (Arch. f. Elektrot. 8, 1, 1919) beschriebenen Verfahren der Messung des Ionisationsstromes in der Röhre selbst. Die Zahl der im Raume zwischen Gitter und Anode durch Elektronenstoß gebildeten sekundären positiven Elektrizitätsträger bildet ein Maß für die Zahl der Zusammenstöße der Glühkathoden mit den Gasmolekeln und damit für die Zahl der Molekeln selbst; dabei wird meist eine von Möller angegebene empirische Formel

$$p = k \cdot J_g / J_a \cdot d \dots \dots \dots (1)$$

benutzt, in welcher  $J_g$  und  $J_a$  den Gitter- bzw. den Anodenstrom,  $d$  den Abstand zwischen Gitter und Anode und  $k$  eine empirische Konstante bedeuten, welche letztere jedoch noch Funktion von Gitter- und Anodenspannung ist. — Die vorliegende Untersuchung hatte das Ziel, die Abhängigkeit der Größe  $k$  von den Spannungen empirisch und theoretisch zu ermitteln. Dabei wurden die Untersuchungen von Mayer (Ann. d. Phys. 45, 1, 1914) über „sekundäre Kathodenstrahlen“ zugrunde gelegt. Bezeichnet  $J_g$  den aus dem Gasraum zum Gitter fließenden Strom,  $J_a$  den Anodenstrom,  $P_a$  das Anodenpotential,  $P_g$  das Gitterpotential, während die Glühkathode an Erde liegt,  $D$  den „Durchgriff“,  $P'_g$  eine Hilfsgröße, nämlich:  $P'_g = (P_g + D P_a) / (D + 1)$  (äquivalentes Gitterpotential),  $r_1$  und  $r_2$  die Radien des Gitters und der Anode bei zylindrischer Anordnung,  $p$  den Gasdruck, und setzt man noch  $b = 1/\lg(r_2/r_1)$ , so gilt:

$$J_g / (J_a - J_g) = \frac{p \text{ mm.}}{b(P_a - P'_g)} \cdot \int_{r_1}^{r_2} r f(P) dP.$$

Das zu jedem  $r$  gehörige  $P$  ergibt sich zu:

$$P = P'_g + (P_a - P'_g) b \lg(r/r_1)$$

und  $f(P)$  ist die aus den Mayerschen Kurven zu entnehmende Ionisierungsfunktion beim Gasdruck  $p = 1$  mm. Die Auswertung des Integrals geschah auf graphischem Wege; es ergab sich Übereinstimmung im Verlauf von  $J_g$  bei veränderlichem  $P_a$  mit

den Ergebnissen der Theorie bei Zugrundelegung der Mayerschen Kurve für Stickstoff. Die Methode ist empfindlich genug, um noch Drucke von  $10^{-8}$  mm genau zu messen. W. KAUFMANN.

**Merle L. Dundon and W. E. Henderson.** Measurement of solubility by floating equilibrium. The solubility of lead acetate. Journ. Amer. Chem. Soc. 44, 1196—1203, 1922, Nr. 6. [S. 1127.] EBERT-WÜRZBURG.

**A. C. Lunn.** Atomic Constants and Dimensional Invariants. Phys. Rev. (2) 19, 265, 1922, Nr. 3. [S. 1135.] SMEKAL.

## 2. Allgemeine Grundlagen der Physik.

**P. Zeeman, W. de Groot, Mej. A. Snethlage en G. C. Dibbetz.** De voortplanting van het licht in bewegende, doorschijnende, vaste stoffen. III Metingen over het Fizeau-effect in Flintglas. Koninkl. Ak. van Wetensch. te Amsterdam. Versl. van de Gew. Vergad. der Wis. en Naturkundige Afdeeling 29, 1252—1262, 1922, Nr. 9. [S. 1173.] ERFLE.

**Paul Gruner.** Graphische Darstellung der speziellen Relativitätstheorie in der vierdimensionalen Raum-Zeit-Welt. ZS. f. Phys. 10, 22—37, 1922, Nr. 1. [S. 1100.] KRETSCHMANN.

**A. H. Bucherer.** Gravitation und Quantentheorie. Ann. d. Phys. (4) 68, 1—10, 1922, Nr. 9. [S. 1120.] KRETSCHMANN.

**G. Dimmer.** Die Quantenhypothese. Elektrot. und Maschinenb. 40, 109—113, 1922, Nr. 10. Halbpopuläres Referat über einige Grundtatsachen, namentlich aus der älteren Entwicklung der Quantentheorie. A. SMEKAL.

**Adolf Smekal.** Versuch einer allgemeinen einheitlichen Anwendung der Quantentheorie und einer Quantentheorie der Dispersion. Wiener Anz. 1922, 79—81, Nr. 10. Kurze Zusammenstellung der Grundzüge einer noch nicht erschienenen eingehenderen Untersuchung. Die bisherigen Anwendungen der Quantenpostulate beziehen sich ausschließlich auf isolierte Gebilde (Atome, Moleküle, Einzelkristalle); deren Wechselwirkungen hingegen, insbesondere die gegenseitige Translation der Gasmolekeln, wurden bisher stets mittels der klassischen Gesetze beschrieben. Um diese Inkonsequenz in Zukunft zu vermeiden, werden hier auch diese Wechselwirkungen Quantengesetzen unterworfen und die Bewegungen aller positiven und negativen Elementarladungen eines beliebig großen Raumteils der Welt wird als prinzipiell einheitliches Quantenproblem aufgefaßt. Die Quantenbahnen für dieses im allgemeinen nicht bedingt-periodische Problem werden im Gegensatz zu der bisherigen Auffassung durch Anwendung der Schwarzschildschen Form der Quantenbedingungen auf jene Partikularlösungen der Bewegungsgleichungen als bestimmt angesehen, welche eine Entwicklung nach endlich vielen unabhängigen Perioden in mehrfachen Fourierreihen zulassen. Diese Auffassung der Wechselwirkungen modifiziert die bisherigen Anwendungen der Quantentheorie nur unbedeutend: die Frequenzen der neu-eingeführten zwischenmolekularen Quantenbindungen sind im allgemeinen von anderer Größenordnung als die Frequenzen der bisher betrachteten isolierten Gebilde und kommen erst bei Verbreiterung der Spektrallinien, bei Dispersion und Beugung merklich zur Geltung; innerhalb weiter Grenzen folgen sie aufeinander praktisch



überall dicht („nahezu“ kontinuierlich). — Die angeführte Auffassung ermöglicht eine einheitliche quantentheoretische Erklärung sämtlicher spektraler Erscheinungen, einschließlich der kontinuierlichen Spektren und der Wärmestrahlung; als weitere Leistung wird die Begründung der Polanyischen Theorie der Reaktionsgeschwindigkeiten angeführt. — Bezüglich aller Fragen der Lichtausbreitung wird in Anlehnung an Gedankengänge von Schottky eine der Lorentz-Ritzschen Darstellung aller Feldvorgänge in der Maxwell'schen Theorie mittels retardierter Potentiale analoge Auffassung vertreten, welche den Äther als Träger der elektromagnetischen Erscheinungen entbehrlich werden läßt und die Anwendbarkeit der Bohrschen Frequenzbedingung in der Dispersionstheorie ermöglicht.

A. SMEKAL.

**Adolf Smekal.** Zur quantentheoretischen Deutung des radioaktiven Zerfalls. Wiener Anz. 1922, 129—133, Nr. 16. Während die Bohrschen Postulate der Quantentheorie sämtliche Quantenzustände eines beliebigen atomaren Gebildes im Prinzip wenigstens zu bestimmen gestatten, wenn der „unterste“ Quantenzustand desselben vorgegeben ist, vermögen sie über diesen letzteren nichts auszusagen, er muß vielmehr direkt aus der Erfahrung entnommen oder durch eine eigene, selbständige Annahme festgelegt werden. Die vom Verf. vorgeschlagene einheitliche Anwendung der Quantenpostulate, welche auch die Wechselwirkungen der sonst als isoliert betrachteten Atome, Molekeln usw. umfaßt (vgl. vorstehendes Referat), kann eine solche unabhängige Sonderstellung der „untersten“ Quantenzustände nicht zulassen, sondern muß, im Prinzip wenigstens, imstande sein, die untersten Quantenzustände etwa der Atome verschiedener Elemente auf den eines einzigen, z. B. den des Wasserstoffatoms, zurückzuführen. Dies führt zu der Forderung einer quantentheoretischen Deutbarkeit, insbesondere der speziellen beim radioaktiven Zerfall auftretenden Atomumwandlungen. — Daß eine solche Deutung möglich und notwendig ist, wird mit Bezugnahme auf die neueren Untersuchungen von Lise Meitner (ZS. f. Phys. 9, 131, 145, 1922) und C. D. Ellis [Proc. Roy. Soc. (A) 99, 261, 1921; 101, 1, 1922] bejaht, die von Ellis gefundene Gültigkeit des Kombinationsprinzips für die Gammafrequenzen des RaB beweist insbesondere die Existenz stationärer Quantenzustände für den Atomkern. Im Gegensatz zu den englischen Forschern wird angenommen, daß das Beta- und Gamma-Linienspektrum zum Teil primärer Natur sei (was die teilweise oder vollständig primäre Natur des kontinuierlichen Beta- und Gammaspektrums nicht zu berühren braucht, d. Ref.). Daraus kann die Existenz zweier Arten von Quantenübergängen gefolgert werden, welche Gammastrahl-Emission oder damit gesetzmäßig verknüpfte Aussendung von Betastrahlen zur Folge haben. Den mit dem Beta-Zerfall unmittelbar verknüpften Quantenübergängen ist gemeinsam, daß sie das Beta-Teilchen aus dem Atomkern direkt in die Atomoberfläche führen; bei den Kern-Gammastrahlen und den ihnen entsprechenden Sekundär-Betastrahlen handelt es sich hingegen um Quantenübergänge, denen zwei verschiedene Kern-Energieniveaus desselben Elementes gemeinsam sind. Hinsichtlich zahlenmäßiger Belege wird auf eine diesbezügliche, in der ZS. f. Phys. 10 erscheinende ausführliche Publikation verwiesen. Schließlich werden auch Anhaltspunkte für die Möglichkeit einer quantentheoretischen Deutung des Alpha-Zerfalls namhaft gemacht.

A. SMEKAL.

**Paul D. Foote, F. L. Mohler and W. F. Meggers.** A Significant Exception to the Principle of Selection. Phys. Rev. (2) 19, 422, 1922, Nr. 4. Ganz kurze Inhaltsangabe einer Arbeit, die u. a. bereits im Phil. Mag. 43, April 1922, ausführlich erschienen ist. Die Linie  $1s - 3d$  des Na und K, welche einem nach dem Auswahlprinzip „verbotenen“ Quantenübergange (Änderung des Azimutalquantums um zwei Einheiten) entspricht, und deren Erscheinen bisher als Starkeffekt des die Entladung

hervorrufenden Feldes erklärt worden ist, wird bei völlig abgeschirmtem äußeren Feld (das selbst bloß 7 Volt beträgt) bei wachsender Stromstärke als eine der stärksten Linien des Spektrums erhalten. Die Verf. schließen auf eine noch unerklärte Verletzung des Auswahlprinzips und meinen, daß diese eine Revision der bisherigen Deutung der  $s$ -,  $p$ -,  $d$ - und  $d$ -Terme erfordern dürfte. (Betreffs des richtigen Sachverhaltes vgl. das folgende Referat.)

A. SMEKAL.

**N. Bohr.** On the Selection Principle of the Quantum Theory. Phil. Mag. (6) 43, 1112—1116, 1922, Nr. 258, Juni. Der Verf. hebt mit Bezugnahme auf die vorstehend nach ihrer Inhaltsangabe referierte Arbeit von Foote, Mohler und Meggers hervor, daß ihre Ergebnisse keine hinreichende Unterlage bieten, um an der bisherigen quantentheoretischen Deutung der Spektraltermen Zweifel zu hegen. — Die Bahn des Serienelektrons um den zunächst als vollständig symmetrisch angesehenen Atomrumpf kann in erster Näherung als periodische Zentralbewegung angesehen werden, der sich eine gleichförmige Rotation der Bahnebene überlagert: diesem Grad der Approximation entspricht die Festlegung der Quantenzustände durch das Radialquantum  $n_1$  und das Azimutalquantum  $n_2$ . Bei festgehaltenem  $n_2$  nimmt  $n_1$  von Serienglied zu Serienglied um eine Einheit zu,  $n_2$  hingegen nimmt beim Übergang vom  $S$ - zum  $P$ -Term, vom  $P$ - zum  $D$ -Term usw. um eine Einheit zu. Eine geringe Abweichung des Atomrumpfes von der vollständigen Symmetrie hat zur Folge, daß die Bahnebene des Serienelektrons eine geringfügige Präzession um die Gesamtpulsachse des Atoms beschreibt. Mißt  $n_3$  diesen Gesamtdrehimpuls, so erhält jene Bahnebene für verschiedene  $n_3$  bei sonst festgehaltenem  $n_2$  verschiedene Neigungen gegen die Impulsachse; bei festen Werten von  $n_1$  und  $n_2$  wird den verschiedenen  $n_3$  die Feinstruktur (Dublekts, Triplekts) der verschiedenen Serienterme zugeordnet. — Das Korrespondenzprinzip läßt die Variabilität von  $n_1$  uneingeschränkt,  $n_2$  muß sich stets um eine Einheit ändern,  $n_3$  desgleichen, letzteres kann aber auch ungeändert bleiben. Betrachtungen über die Erhaltung des Drehimpulses während des Ausstrahlungsvorganges gestatten hingegen über das Verhalten von  $n_1$  und  $n_2$  keine Aussagen zu machen; für  $n_3$  dagegen folgert man (wie oben) eine Änderung um höchstens eine Einheit. — Unsere Kenntnisse vom Ursprung der Term-Feinstrukturen sind einstweilen noch zu ungenügend, um die letztere Auswahlregel zu prüfen, hingegen kann das Ergebnis der bisherigen Prüfungen der vorausgesagten Variabilität von  $n_1$  und  $n_2$  als in jeder Hinsicht die Theorie bestätigend angesehen werden. Im Falle des Stark-effekts treten infolge der durch das elektrische Feld bewirkten Störungen der Elektronenbahn nach der Theorie und in Übereinstimmung mit der Erfahrung Änderungen von  $n_2$  um mehr als eine Einheit auf, welche Erscheinung in ganz inadäquater Weise gelegentlich als „Durchbrechung“ des Auswahlprinzips bezeichnet worden ist. — Die nähere Betrachtung der Versuchsanordnung von Foote, Mohler und Meggers zeigt nun, daß das Erscheinen von Linien  $1s—3d$  usw. bei hohen Stromdichten auf mehrtausendmal größere elektrische Kräfte, hervorgerufen durch Ionen und freie Elektronen, zurückgeführt werden muß, als jene, welche in dem vom äußeren Felde unabgeschirmten Teil der Röhre herrschten. Bei kleinen Stromdichten erschienen diese Linien nicht, in Übereinstimmung mit der Theorie der unbeeinflussten Atome. — Erscheinungen, wie die von den genannten Autoren beobachteten, bereiten der Theorie somit keinerlei ernste Schwierigkeiten, sondern stellen vielmehr ein Mittel dar, um die Anregungsbedingungen der Spektren zu untersuchen.

A. SMEKAL.

**P. Ehrenfest und G. Breit.** Ein bemerkenswerter Fall von Quantisierung. ZS. f. Phys. 9, 207—210, 1922, Nr. 4. Die Verf. heben hervor, daß es mechanische



Systeme gibt, bei denen die formale Anwendung der Quantenregeln zu einer ganz unannehmbaren Festlegung der stationären Zustände führt; während eine Überwindung derartiger Schwierigkeiten ehemals aussichtslos schien, vermuten sie, daß dies nun in allen Fällen mittels des Bohrschen Korrespondenzprinzips gelingen wird. Dies wird an folgendem Beispiel im einzelnen demonstriert: Ein starrer elektrischer Dipol vom Trägheitsmoment  $J$  rotiert in der  $xy$ -Ebene kräftefrei mit der Winkelgeschwindigkeit  $\omega$  um seinen Mittelpunkt; durch eine entsprechende kinematische Einrichtung wird aber bewirkt, daß der Dipol elastisch zurückgeworfen wird, sobald der Winkel  $\varphi$ , den er mit der  $x$ -Achse bildet, die Grenzen des Intervalls  $-f \cdot 2\pi \leq \varphi \leq +f \cdot 2\pi$  erreicht.  $f$  bedeute eine große, irrationale Zahl. Die Periode dieses Systems ist offenbar  $4f \cdot 2\pi/\omega$ , während dem einfachen Umlauf die „Quasiperiode“  $2\pi/\omega$  entspricht. Der Quantenansatz  $\int p \cdot dq = n \cdot h$  ( $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ ) ergibt nun wegen  $p = J \cdot \omega$ ,  $4f \cdot 2\pi p = n \cdot h$  oder  $p = nh/8\pi f$ . Läßt man  $f$  gegen  $\infty$  konvergieren, so werden die Quantenwerte von  $p$  ersichtlich beliebig dicht zusammenrücken, während andererseits für die ungehemmte Rotation der Quantenansatz direkt die durch eine endliche konstante Differenz gekennzeichnete  $p$ -Folge  $p = m \cdot h/2\pi$  ( $m = 0, 1, 2, \dots$ ) ergibt. Der Widerspruch löst sich bei Beachtung des Umstandes, daß in der Fourier-Entwicklung der Bewegung bei großem  $f$  die Amplitude der Glieder von einer Periode, die dem Werte  $4f \cdot 2\pi/\omega$  nahesteht, sehr klein, die, welche Gliedern von einer  $2\pi/\omega$  nahestehenden Periode zugehören, hingegen groß ist. Nach dem Korrespondenzprinzip können dann, wie gezeigt wird, für  $\lim f = \infty$  nur solche Quantenübergänge vorkommen, für welche  $p$  sich um  $h/2\pi$  ändert, so daß hier die Folge der ausgezeichneten Quantenwerte von  $p$  wirklich gerade  $p = mh/2\pi$  ( $m = 0, 1, 2, \dots$ ) wird.

A. SMEKAL.

**Victor Trkal.** A general condition for the quantisation of the conditionally periodic motions with an application for the Bohr atom. Proc. Camb. Phil. Soc. **21**, 80–90, 1922, Nr. 2. Mit den Bezeichnungen:  $W$  Energie,  $\bar{L}$  Zeitmittel der Lagrange-Funktion,  $J_r = \int p_r \cdot dq_r$ ,  $r$ tes Phasenintegral eines bedingt periodischen Systems von  $k$  Freiheitsgraden,  $\nu_r$  reziproke Periode der  $r$ ten Partialschwingung erhält der Verf. durch einfache Zeitmittelbildung aus der bekannten Beziehung zwischen der Energie und der Lagrange-Funktion sowohl im Falle der klassischen als der Relativitätsmechanik die Gleichung:

$$W = \sum_{r=1}^k J_r \nu_r - \bar{L}.$$

Er denkt sich nun alle vorkommenden Größen als Funktion „struktureller“ Konstanten (Massen, Ladungen, Felder) und kinematischer Konstanten (willkürlicher Integrationskonstanten der Bewegungsgleichungen  $\alpha \dots$ ) ausgedrückt und variiert die letzteren.

Wegen  $\frac{\partial W}{\partial J_r} = \nu_r$  ist dann z. B.  $\frac{\partial W}{\partial \alpha} = \sum_{r=1}^k \nu_r \frac{\partial J_r}{\partial \alpha}$ . Einführung der Quantenbe-

dingungen  $J_r = n_r \cdot h$  ( $r = 1, 2, \dots, k$ ) ergibt nun offenbar  $\frac{\partial W}{\partial \alpha} = 0$ . Die quantenhaft ausgezeichneten Bewegungen können also aus dem Variationsprinzip

$$\delta \left\{ \sum_{r=1}^k n_r h \nu_r - \bar{L} \right\} = 0$$

erhalten werden, wenn darin nur die „kinematischen“ Konstanten variiert werden. Als Beispiele werden behandelt: Linearer Oszillator, Rotator, Kreis- und Ellipsenbahnen des wasserstoffähnlichen Atoms für den klassischen und relativistischen Fall. (Die Methode erweist sich nicht ökonomischer als das übliche Verfahren. D. Ref.) A. SMEKAL.

**Edwin C. Kemble.** The evaluation of quantum integrals. Proc. Nat. Acad. 7, 283—288, 1921, Nr. 10. Der Verf. behandelt Entwicklungen der Quantenintegrale be-

dingt periodischer Systeme  $J = 2 \int_a^b \sqrt{f(q)} \cdot dq$ . Da die Entwicklungen von Sommerfeld,

Tank und Hettner nicht konvergent sind, schlägt der Verf. folgenden Ansatz vor: er setzt  $q - d = \xi$ , entwickelt  $f(q)$  ähnlich wie Tank um seinen Maximalwert  $H = f(d)$  und führt die Größe

$$u = \sqrt{H - f(q)} = \xi \cdot \sqrt{\alpha + \beta \xi + \gamma \xi^2 + \delta \xi^3 + \varepsilon \xi^4 + \dots}$$

ein, womit

$$J = 2 \int_{u = -\sqrt{H}}^{u = +\sqrt{H}} \sqrt{H - u^2} \cdot \frac{d\xi}{du} \cdot du$$

wird. Er setzt nun ferner

$$\frac{d\xi}{du} = \sum_{\tau=0}^{\infty} a_{\tau} u^{\tau}$$

und findet:

$$J = \pi H \left[ a_0 + 2 \sum_{\tau=1}^{\infty} a_{2\tau} \frac{1 \cdot 3 \dots (2\tau-1)}{2 \cdot 4 \dots (2\tau+2)} H^{\tau} \right] = \frac{\pi H}{\sqrt{\alpha}} \left\{ 1 + \frac{3}{8\alpha^2} \left[ \frac{5}{4} \frac{\beta^2}{\alpha} - \gamma \right] H + \frac{35}{64\alpha^3} \left[ \frac{33}{16} \frac{\beta^4}{\alpha^3} - \frac{9}{2} \frac{\beta^2 \gamma}{\alpha^2} + \frac{2\beta\delta}{\alpha} + \frac{\gamma^2}{\alpha} - \frac{4}{7} \varepsilon \right] H^2 + \dots \right\}.$$

Dieses Ergebnis stimmt in den beiden ersten Gliedern mit jenem von Tank überein. Die Konvergenzfrage wird aber auch vom Verf. nicht erschöpfend behandelt. Durch Reihenumkehr erhält er

$$H = \frac{\sqrt{\alpha}}{\pi} J + \frac{3}{8\pi^2 \alpha} \left[ \gamma - \frac{5}{4} \frac{\beta^2}{\alpha} \right] J^2 + \frac{1}{32\pi^3 \alpha^{3/2}} \left[ 10\varepsilon - \frac{35\beta\delta}{\alpha} - \frac{17}{2} \frac{\gamma^2}{\alpha} + \frac{225}{4} \frac{\beta^2 \gamma}{\alpha^2} - \frac{705}{32} \frac{\beta^4}{\alpha^3} \right] J^3 + \dots$$

Er gibt ferner an, daß die angewandte Methode sich auch bei der Entwicklung bestimmter und unbestimmter Integrale nützlich erweise. Schließlich wird für den oben behandelten Fall noch die Periode

$$T = 2 \int_a^b \frac{dq}{\sqrt{f(q)}}$$

als Funktion von  $H$  berechnet und gefunden:

$$T = 2\pi \left[ a_0 + 2 \sum_{\tau=1}^{\infty} a_{2\tau} (\tau+1) \frac{1 \cdot 3 \dots (2\tau-1)}{2 \cdot 4 \dots (2\tau+2)} H^{\tau} \right].$$

A. SMEKAL.

**Paul S. Epstein.** Die Störungsrechnung im Dienste der Quantentheorie. I. Eine Methode der Störungsrechnung. ZS. f. Phys. 8, 211—228, 1922, Nr. 4. Die groß angelegte Arbeit befaßt sich mit der Anpassung der Delaunayschen Methode der Störungsrechnung auf die Erfordernisse der Quantentheorie. Als Hauptvorzug dieser Methode sieht der Verf. den Umstand an, daß sie nicht von einer Entwicklung nach einem kleinen konstanten Parameter Gebrauch macht, was bei allen bisherigen Methoden der Störungsrechnung der Fall war, abgesehen von der Whittakerschen Methode, die aber nach dem Verf. unzureichend ist. — Die Delaunaysche Methode besteht darin, daß die Hamiltonsche Funktion des zu integrierenden mechanischen



Problems von  $f$  Freiheitsgraden in zwei Summanden  $H = H_1 + R_1$  zerlegt wird, von denen der erste die Eigenschaft hat, daß nach Vernachlässigung des zweiten das mechanische Problem durch ihn zu einem bedingt periodischen wird. Dabei soll die „Störungsfunktion“  $R_1$  „möglichst klein“ gemacht werden. Beschreibt man die so erhaltene „erste intermediäre Bewegung“ mittels der Winkelkoordinaten  $w_i$  und der zu ihnen kanonisch konjugierten Impulse  $u_i$  ( $i = 1, 2, \dots, f$ ), so sind diese Größen nicht nur in bezug auf  $H_1$ , sondern auch auf  $H$  kanonische Variablen. Es wird angenommen, daß sich  $R_1$  in eine mehrfache Fouriersche Reihe nach den  $w_i$  entwickeln lasse, deren „numerisch größtes“ Glied zu  $H_1$  geschlagen, nunmehr die Hamiltonsche Funktion  $H_2$  der „zweiten intermediären Bewegung“ ergibt. Es ist nun leicht zu sehen, daß das durch  $H_2$  definierte mechanische Problem wieder durch Separation der Variablen gelöst werden kann, so daß durch Einführung neuer Winkelvariablen  $w'_i$  und zugehöriger Impulse  $u'_i$ ,  $H_2$  zu einer reinen Funktion der  $f$  Größen  $u'_i$  gemacht werden kann, ebenso wie vordem  $H_1$  auf Grund der Eigenschaften der Winkelkoordinaten eine reine Funktion der  $u_i$  gewesen war. Das gleiche Verfahren wird nun auf das nächst stärkste Glied der Fourier-Entwicklung angewendet und so bis zu dem gewünschten Grade der Approximation fortgeschritten. Über die Frage der Konvergenz ist nach dem Verf. nichts bekannt, er verweist diesbezüglich nur auf den numerischen Erfolg der Delaunayschen Mondtheorie. (Es muß hervorgehoben werden, daß die Konvergenz allgemein mit Sicherheit nicht stattfinden kann, wie dies direkt den Poincaréschen Untersuchungen über das Mehrkörperproblem zu entnehmen ist. Außerdem können Beispiele namhaft gemacht werden, bei welchen jene Partikularlösungen des mechanischen Problems, welche bedingt periodischen Charakters sind, höchstens  $f - l$  unabhängige Perioden besitzen, so daß beim obigen Ansatz für  $H_1$  [bedingt periodisches Problem von  $f$  Freiheitsgraden] Konvergenz nicht einmal in einzelnen Punkten erzielt zu werden braucht. Schließlich gibt das Verfahren auch im Falle der Konvergenz in seinen ersten Schritten nicht unbedingt eine immer zunehmende Approximation der Bewegung, sondern nur der Energie. D. Ref.) — Der Nachweis, daß  $H_2$  (und ebenso die folgenden Approximationen von  $H$ ) ein bedingt periodisches System definiert, erfordert eine gewisse Erweiterung der Theorie dieser Probleme, die von dem Verf. in den §§ 4, 5 und 6 gegeben wird. Bezüglich aller Einzelheiten muß hier auf die Arbeit selbst verwiesen werden. Erwähnt sei nur, daß sich  $H_2$  auf die Form  $H_2 = H_1(u_1) + b(u_1) \cdot \cos w_1 = \alpha \sim H$  bringen läßt ( $u_2, \dots, u_f$  spielen hier die Rolle von Konstanten). Die Diskussion dieser Beziehung für verschiedene Werte von  $\alpha$  ist nicht vollständig durchgeführt; von praktischer Bedeutung scheinen aber nur jene Fälle zu sein, in denen a)  $u_1$  eine periodische Funktion von  $w_1$  wird — „periodischer Fall“ — oder b)  $w_1$  zwischen zwei festen Grenzen hin und her pendelt — „Fall der Libration“. Die übrigen  $w_i$  verlieren dann den Charakter einfacher zyklischer Koordinaten; ihrem einseitigen Anwachsen überlagert sich in beiden obigen Fällen eine im Rhythmus von  $w_1$  erfolgende periodische Änderung. Unter besonderen Umständen hingegen kann Libration (d. h. Schwanken zwischen zwei festen Grenzen) einiger  $w_i$  eintreten, welche dann notwendig mit „Entartung“ des Systems verknüpft ist, da sie auch im Rhythmus der Änderung von  $w_1$  vor sich geht. Die Einführung der Winkelkoordinaten  $w'_i$  (s. o.), d. h. linearer Funktionen der Zeit, in denen die Systembewegung periodisch ist, erfolgt genau so wie bei den Staeckelschen bedingt periodischen Systemen.

A. SMEKAL.

**Paul S. Epstein.** Die Störungsrechnung im Dienste der Quantentheorie. I. Die numerische Durchführung der Methode. ZS. f. Phys. 8, 305—320, 1922, Nr. 5. In der zweiten Mitteilung wird zunächst die rechnerische Durchführung der

Delaunayschen Methode der Störungstheorie unter der wesentlichen Voraussetzung einer hinreichend kleinen Störungsfunktion, für die beiden Fälle der „Periodizität“ und der „Libration“ (vgl. vorstehendes Referat) (letzterer nicht in voller Allgemeinheit) getrennt, eingehend behandelt, worauf hier im einzelnen jedoch nicht näher eingegangen werden kann. Der Verf. zeigt dann, daß die Whittakersche Integrationsmethode nur den Fall der „Periodizität“ in sich schließt und von dem der „Libration“ überhaupt nicht Kenntnis nimmt; es liegt also bei ihr die Gefahr vor, daß die erhaltenen Entwicklungen außerhalb ihres Geltungsbereiches Anwendung finden. Welche Konsequenzen dieser Umstand nach sich ziehen kann, wird im einzelnen am Beispiel des physischen Pendels gezeigt. — Mit Rücksicht auf besondere quantentheoretische Anwendungen untersucht der Verf. schließlich noch den Fall, daß das „ungestörte“ Ausgangssystem „entartet“ sei, während die stillschweigend gemachte Voraussetzung des Gegenteils für die bisherigen Entwicklungen wesentlich war. Es zeigt sich, daß die Berücksichtigung der „entarteten“ Glieder der Störungsfunktion im Gegensatz zu den übrigen von ganz einschneidender Bedeutung für die Bestimmung der Winkelkoordinaten wird und damit auch für die Anwendungen der Quantentheorie. — Für den Fall eines gestörten periodischen Systems werden die Bohrschen Quantelungsvorschriften mit jenen, welche der Verf. erhält, identisch, Ähnlichkeiten bestehen auch bei den übrigen von Bohr betrachteten Fällen. Indessen folgt der Verf. auf Grund seiner Methode, daß jede Bewegung, auf welche sie anwendbar ist, grundsätzlich einer „scharfen“ Quantelung fähig ist, während in vielen Fällen nach Bohr gerade das Gegenteil eintreten soll. Der Verf. beabsichtigt dies in der IV. Mitteilung an der gleichzeitigen Wirkung eines elektrischen und magnetischen Feldes auf ein wasserstoffähnliches Atom eingehend darzutun. Bezüglich der Unabhängigkeit seiner Methode von der Willkür, welche die Wahl der ersten intermediären Bewegung und die Reihenfolge der einzelnen Näherungsschritte in sich schließt, gibt der Verf. an, daß sie sich „mindestens sehr wahrscheinlich“ machen läßt. — Schließlich sei erwähnt, daß der Verf. seine Anwendung der Delaunayschen Methode bereits 1917 ausgearbeitet, sie aber wegen der schlechten Übereinstimmung mit der Erfahrung, die sich im Falle des He-Spektrums ergab (vgl. Naturwissenschaften 6, 252, 1918), verworfen hatte, bis die Bohrschen Arbeiten von 1918 ihn zu ihrer neuerlichen Vornahme bewogen. „Ihr Geltungsbereich dürfte sich jedoch auf die Bewegung eines einzelnen Elektrons in einem stationären Feld beschränken.“

A. SMEKAL.

**Paul S. Epstein.** Die Störungsrechnung im Dienste der Quantentheorie. III. Kritische Bemerkungen zur Dispersionstheorie. ZS. f. Phys. 9, 92—110, 1922, Nr. 1/2. Als Beispiel seiner Anwendung der Delaunayschen Störungstheorie auf die Quantentheorie (vgl. die beiden vorstehenden Referate) betrachtet der Verf. eingehend die Debye-Davyssonsche Dispersionstheorie und sucht hierbei zugleich eine begriffliche Klärung dieses vorläufig noch wundensten Punktes der Quantentheorie herbeizuführen. Auf Grund der hier seit Debye und Sommerfeld üblichen Annahme klassisch-elektromagnetischer Ausstrahlung aus den von der Lichtwelle bewirkten kleinen Schwingungen um die ungestörten, strahlungslosen Bohrschen Bahnen wird zunächst ganz allgemein ein System von  $s$  Massenpunkten behandelt, welches bei Abwesenheit der Lichtwelle unter der Wirkung konservativer Kräfte steht. Hierauf werden im besonderen das elastisch gebundene Elektron und das wasserstoffähnliche Atom durchgerechnet; während die Ergebnisse im ersten Falle die oben erwähnten elektrodynamischen Voraussetzungen zu rechtfertigen erlauben, ergibt sich im letzteren, wie bei allen früheren Autoren, der bekannte Widerspruch, daß die Maxima der Dispersion und Absorption nicht mit den Emissionslinien des Atoms zusammenfallen.



Der Verf. erwägt die Brauchbarkeit der nach den bisherigen Vorstellungen abgeleiteten Dispersionsformeln für lange Wellen, kommt aber zu dem Schlusse, daß gute numerische Übereinstimmung nicht zu erwarten und erst recht nicht als Kriterium für die Richtigkeit irgendwelcher Modelle zu benutzen ist. Um den oben erwähnten Widerspruch zu beseitigen, müsse entweder angenommen werden, 1. daß die Modelle andere mechanische Frequenzen besitzen, als nach der klassischen Mechanik berechnet wird, oder 2. das schwingende Elektron strahle „Licht von einer anderen Periode aus als derjenigen, mit der es oszilliert“. Der Verf. sieht 2. als die „weniger wahrscheinliche“ Annahme an, „weil sie einen äußerst weitgehenden Einfluß der Struktur des Atoms oder Moleküls auf die vom Elektron ausgehende Strahlung fordert“. Er meint, daß ein der Bohrschen Intensitätstheorie der Spektrallinien analoges Verfahren entsprechend der Annahme 1 geprüft zu werden verdient, jedoch wenig Hoffnung biete. Eine rationelle Dispersionstheorie müsse von Anfang an der Bohrschen Frequenzbedingung für die Ausstrahlung Rechnung tragen. (Eine solche Theorie ist vom Ref. kürzlich skizziert worden, vgl. Referat im gleichen Heft.) A. SMEKAL.

**M. Born und W. Pauli jr.** Über die Quantelung gestörter mechanischer Systeme. *ZS. f. Phys.* **10**, 137—158, 1922, Nr. 3. Die Verff. erweitern die Quantelungsmethode, welche Born und Brody (diese Ber. S. 296) für ein System gekoppelter Resonatoren mit schwach anharmonischer Bindung angewendet hatten, auf beliebige gestörte mechanische Systeme, wobei sich in erster Näherung die Bohr-Kramersche Methode (diese Ber. 2, 531, 1921) ergibt. Es wird zunächst der Fall behandelt, daß das ungestörte System nicht entartet ist. Die Störungsfunktion wird nach Potenzen eines kleinen Parameters  $\lambda$  entwickelt. Die Winkelkoordinaten und -impulse  $w_k^0, I_k^0$  der ungestörten Bewegung sind zwar auch noch in bezug auf die gestörte Bewegung kanonische Variablen, aber keine Winkelkoordinaten mehr, da die gestörte Hamiltonsche Funktion  $H$  neben den  $I_k^0$  auch noch die  $w_k^0$  enthält. Durch eine Berührungstransformation

$$I_k^0 = \frac{\partial F}{\partial w_k^0}, \quad w_k = \frac{\partial F}{\partial I_k^0}$$

werden nun neue Variablen  $w_k, I_k$  eingeführt und die Funktion  $F(I_k, w_k^0)$  so bestimmt, daß

$$H = H_0\left(\frac{\partial F}{\partial w_k^0}\right) + \lambda H_1\left(\frac{\partial F}{\partial w_k^0}, w_k^0\right) + \lambda^2 H_2\left(\frac{\partial F}{\partial w_k^0}, w_k^0\right) + \dots$$

von den  $w_k^0$  unabhängig wird. Hierzu wird  $F$  ebenfalls in eine Potenzreihe nach  $\lambda$  entwickelt und die Unabhängigkeit der einzelnen Koeffizienten von  $\lambda, \lambda^2, \dots$  von den  $w_k^0$  gefordert. Man erhält so ein System von unendlich vielen Gleichungen, das sich, wie gezeigt wird, durch sukzessive Approximation lösen läßt. In erster Näherung ergibt sich wie bei Bohr und Kramers die Energie des gestörten Systems als Summe jener des ungestörten Systems und des zeitlichen Mittelwertes der Störungsfunktion über die ungestörte Bewegung. Die Voraussetzung, daß das ungestörte System nicht entartet sei, erweist sich als wesentlich, indem die einzelnen Koeffizienten der Fourierentwicklung von  $F$  Ausdrücke von der Form  $\Sigma \tau_k \nu_k$  ( $\nu_k$  Frequenz von  $w_k^0$ ) im Nenner enthalten, welche für ein entartetes System zum Teil verschwinden. — Bei entarteten Systemen versagt die bisherige Methode und es muß der Bohrsche Kunstgriff zur Anwendung gebracht werden, welcher zunächst eine solche kanonische Transformation  $(I^0, w^0) \rightarrow (I^0, \bar{w}^0)$  vorschreibt, daß der zeitliche Mittelwert der Störungsfunktion erster Ordnung über die ungestörte Bewegung von den  $\bar{w}^0$  unabhängig wird. Ist  $f$

die Gesamtzahl der Freiheitsgrade und  $s$  jene der unabhängigen Perioden des entarteten Systems, so läuft diese Bedingung auf eine partielle Differentialgleichung nach Art der Hamilton-Jacobischen, aber von  $f - s$  Variablen, hinaus. Ist diese durch Separation lösbar, so zeigt die nähere Diskussion, daß sich hier (und nur hier, wenn die  $\lambda$ -Entwicklung überhaupt anwendbar ist) die beiden Fälle der „Periodizität“ und „Libration“ (vgl. die vorstehenden Referate über die Epsteinschen Arbeiten) einstellen. Es ergeben sich dann maximal  $f - s$  neue Frequenzen, welche den störenden Kräften proportional sind („säkulare“ Störungen), während die zugehörigen Amplituden endlich sind (also genau umgekehrt wie im nichtentarteten Fall, wo endlich bleibende Frequenzen den störenden Kräften proportionale Amplituden erhalten). — Läßt obige Differentialgleichung keine Separation zu, soll im Anschluß an Bohr „scharfe“ Quantelung unmöglich sein. — Ist obige „Normierung“ der Winkelkoordinaten am Zeitmittel der Hamiltonschen Funktion erster Ordnung ausgeführt, und sind dabei genau  $f$  unabhängige Variablen erhalten worden, so erfolgt die weitere Behandlung direkt nach der für nichtentartete Systeme angegebenen Methode. Bezüglich der wichtigen Anwendungen, die auf den sogenannten Fall der „niederen Kommensurabilitäten“ möglich sind, muß auf die Arbeit selbst verwiesen werden. — Die allgemeine Konvergenz der Methode wird mit Rücksicht auf die Arbeiten von Bruns und Poincaré verneint. Die Methode kann daher in Strenge nicht, vielleicht aber doch praktisch mit hinreichender Genauigkeit brauchbar sein. Die Verf. meinen, daß dies zutrifft und glauben, die „höheren Kommensurabilitäten“ nur für eine „sehr geringe“ Unschärfe der Spektrallinien verantwortlich machen zu können, betonen jedoch die Wichtigkeit diesbezüglicher exakterer mathematischer Untersuchungen. Gegenüber der Delaunay-Epsteinschen Methode wird der Standpunkt vertreten, daß sie nicht imstande sei, die Störungsfunktion wirklich zu verkleinern. A. SMEKAL.

**Paul S. Epstein.** On the principles of the theory of quanta. Proc. Amsterdam 23, 1193—1205, 1922, Nr. 8. Die Überlegungen des Verf. nehmen ihren Ausgangspunkt von der Frage nach der unteren Grenze des azimutalen Phasenintegrals  $\int p \cdot dq$  bei der relativistischen Keplerbewegung. Plancks Strukturtheorie des Phasenraumes setzte  $p_0 = 0$  als „natürliche Grenze des Phasenraumes“, Sommerfeld fand zunächst  $p_0 = k \cdot e^2/c$ , stellte aber später fest, daß  $p$  bei Berücksichtigung der Kernmitbewegung auch kleinere Werte annehmen könne, wodurch der Ansatz  $p_0 = 0$  zu rechtfertigen sei. Epstein zeigt nun zunächst, daß  $p < k \cdot e^2/c$  auch ohne Berücksichtigung der Kernmitbewegung möglich sei, daß der Charakter der Bewegung dann aber eine wesentliche Änderung aufweise. — Es zeigt sich, daß die Bewegung bei negativer Energie und anziehenden Kräften für  $p > k \cdot e^2/c$  die bekannte Ellipsenbewegung mit Perihelbewegung, für  $p = k \cdot e^2/c$  eine archimedische Spirale, für  $p < k \cdot e^2/c$  aber eine Kurve ergibt, deren beide Enden sich logarithmischen Spiralen um den Kern nähern. Der Abstand vom Kern bleibt hierbei stets endlich, im letzteren Falle hat die Bahn sogar eine endliche Länge. — Der Verf. schließt aus diesen Feststellungen, daß der Ansatz  $p_0 = 0$  gerechtfertigt ist, stellt nun aber auch die Frage nach der Anwendung der radialen Quantenbedingung auf obige Bahnformen bei beliebigen Energiewerten. Da die Fläche zwischen zwei Kurven im  $p, r$ -Diagramm für  $p < k \cdot e^2/c$  logarithmisch unendlich wird, nach der Quantentheorie zwischen zwei stationären Bahnen aber die endliche Fläche  $h$  liegen soll, wird geschlossen, daß alle Radialimpulse und damit auch alle Energiewerte quantentheoretisch zugelassen seien; doch komme den hier in Betracht zu ziehenden Bahnen keinerlei wesentliche Bedeutung zu, da sie zu Zusammenstößen mit dem Kern führen. — Werden abstoßende Kräfte zugelassen, so ergeben sich hyperbolische Bahnen, auf die nun im Gegensatz



zu einem diesbezüglichen, früheren Versuch des Verf. (Ann. d. Phys. 50, 815, 1916) die gleichen Gesichtspunkte wie oben angewendet werden. Während entsprechend dem Verhalten des radialen Phasenintegrals beliebige positive Energiewerte als quantentheoretisch zulässig erklärt werden, soll hierbei der Azimutalimpuls nur die diskrete Wertfolge  $p = n\hbar/2\bar{q}$  bzw.  $p = n\hbar/2\pi$  ( $n = 0, 1, 2, \dots$ ) annehmen können, je nachdem ob im azimutalen Phasenintegral über den Asymptotenwinkel  $2\bar{q}$  oder über den vollen Winkel  $2\pi$  integriert wird. Die Entscheidung zwischen den beiden Fällen kann nach dem Verf. nur die Erfahrung herbeiführen. — Diese Betrachtungen werden nun auf den von Rutherford und seinen Schülern experimentell studierten Fall des Zusammenstoßes zwischen Alpha-Teilchen (welche der Verf. als punktförmig behandelt) und leichten Atomkernen angewendet. Es wird gefunden, daß für  $p = 0$  (in welchem Falle wegen  $n = 0$  die beiden obigen Vorschriften dasselbe Resultat ergeben) die durch Zusammenstoß erzeugten „Rückstoßstrahlen“ genau in der Richtung der Alpha-Strahlen fortgeschleudert werden und dies im Falle der H-Strahlen als Übereinstimmung mit dem Experiment gedeutet. (Aus Fig. 4 der neueren Arbeit von J. Chadwick und E. S. Bieler über diesen Gegenstand, Phil. Mag. 42, 923—940, 1921, Dezember, ist zu entnehmen, daß die Maximalzahl der H-Strahlen nicht in der Richtung der Alpha-Strahlen, sondern etwa unter einem Winkel von  $20^\circ$  [Wendepunkt der Kurven A bis B] gegen diese ausgesandt werden. Die Übereinstimmung mit der Erfahrung ist also hinfällig, doch wäre eventuell der Einfluß der stillschweigend gemachten Voraussetzungen auf das Resultat — punktförmiges Alpha-Teilchen, Coulombsche Kräfte, „isolierter“ H-Kern [anstatt H-Kern eines  $H_2$ -Moleküls] — noch näher zu untersuchen. Der Ref.) Für  $n = 1$  resultiert bei Wasserstoff bereits ein Winkel von  $77^\circ$  bzw.  $84^\circ$  mit der Alpha-Strahlrichtung, für  $n = 283^\circ 30'$  bzw.  $86^\circ 50'$ . — Im Schlußparagraphen erweitert der Verf. die Bohrschen Korrespondenzüberlegungen, indem er die hier betrachtete hyperbolische Bewegung mittels Fourierscher Integrale darstellt, und schließt daraus, daß sich das Azimutalquantum nur um eine Einheit ändern kann. Schließlich wird die Frage gestellt, ob und wie ein herankommendes Alpha-Teilchen eine stationäre Bahn erreichen kann. Nach der Maxwell'schen Theorie findet der Verf. den ausgestrahlten Drehimpuls von der Ordnung  $10^{-31}$  erg sec, während  $p$  sich für zwei zulässige Bahnen um  $10^{-27}$  erg sec unterscheidet, so daß unter solchen Umständen die Alpha-Teilchen überhaupt nicht in merklicher Anzahl stationäre Bahnen erreichen könnten. Der Verf. nimmt daher an, daß die Ausstrahlung wesentlich stärker sein müsse als nach der Maxwell'schen Theorie, und zwar müßte sie in beträchtlichem Maße von der Geschwindigkeit der Alpha-Teilchen abhängen, wenn die starke Abhängigkeit der Anzahl der erzeugten Rückstoßstrahlen von der Alpha-Reichweite verständlich werden soll. Diejenigen H-Strahlen, welche nicht die vom Verf. vorausgerechneten Richtungen haben, werden als solche aufgefaßt, die infolge von Ausstrahlungsvorgängen nicht auf stationären Bahnen laufen.

A. SMEKAL.

**Dorothy Wrinch.** On the Orbits in the Fields of a Doublet. Phil. Mag. (6) 43, 993—1014, 1922, Nr. 257, Mai. Die Verf. untersucht in sehr übersichtlicher Weise die Gesamtheit aller Bahnformen, welche ein Punkt unter dem Einfluß eines Dipols in einer durch diesen hindurchgehenden Ebene beschreiben kann, wenn die wechselseitigen Kraftwirkungen verkehrt proportional dem Quadrat der Entfernung  $r$  angenommen werden. Bedeutet  $\Theta$  den Winkel der Richtung von  $r$  mit der Dipolachse, so ist das Potential bekanntlich  $-\mu \cos \Theta/r^2$ . Setzt man das Impulsmoment pro Masseneinheit gleich  $h$ , so wird  $dh^2/d\Theta = -2\mu \sin \Theta$  und  $h^2 = 2\mu(\cos \Theta - \cos \Theta_1) + h_1^2$ , worin  $\Theta_1$  und  $h_1$  die Anfangswerte von  $\Theta$  und  $h$  bedeuten. Für  $h_1^2 > 2\mu(1 + \cos \Theta_1)$

ist die Bedingung, daß  $h^2$  positiv sein muß, für alle Punkte der Ebene erfüllt, und die Bahnkurve ist daher auf keinen Teil derselben beschränkt; für

$$-1 \leq \cos \Theta_1 - h_1^2/2\mu \leq +1$$

ist dies hingegen nicht mehr zutreffend: setzt man  $\cos \Theta_1 - h_1^2/2\mu = \cos \alpha$ , so steht ihr nur mehr der Winkelraum innerhalb  $\Theta = \pm \alpha$  zur Verfügung. — Die einzigen periodischen Bahnkurven in einer Ebene durch die Dipolachse sind Halbkreise  $r = r_1$ ,

$-\pi/2 \leq \Theta \leq +\pi/2$ , die Periode beträgt  $\frac{4r_1^2}{V\mu} K\left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right) [K(x) \text{ vollständiges elliptisches Integral erster Gattung}]$ , die Anfangswerte erfüllen die Beziehung  $h_1^2 = 2\mu \cos \Theta_1$  (der Fall  $h_1 = 0$  ist natürlich nicht ausgeschlossen). — Wenn  $\alpha \leq \pi/2$ , verläßt das bewegliche Teilchen den Dipol, die Geraden  $\Theta = \pm \alpha$  abwechselnd berührend, sofern seine Radialgeschwindigkeit (in der Entfernung  $r_1$ )  $u_1 \geq +\sqrt{2\mu \cos \alpha/r_1}$  beträgt, und besitzt im Falle des Ungleichheitszeichens eine bestimmte Richtung  $\Theta = \Theta_0$  als Asymptote. Für  $u_1 < +\sqrt{2\mu \cos \alpha/r_1}$  berührt die Kurve ebenfalls die Geraden  $\Theta = \pm \alpha$  abwechselnd, läuft aber nicht ins Unendliche, sondern kehrt um und nähert sich dem Dipol, auch immer wieder diese Geraden abwechselnd berührend. Ähnliche Verhältnisse gelten für negative  $u_1$ . — Wenn  $\alpha > \pi/2$ , entfernt sich der bewegliche Punkt sowohl für positive als negative  $u_1$  ins Unendliche (im Falle negativer  $u_1$  nach vorangegangener Annäherung an den Dipol von endlicher Dauer), berührt  $\Theta = \pm \alpha$  abwechselnd endlich oft oder auch gar nicht und besitzt eine bestimmte Asymptote. Für  $\alpha > \pi/2$  ist eine vollständige Annäherung des Punktes an den Dipol also überhaupt nicht möglich; das gleiche tritt ferner ein, wenn  $h_1 > 2\mu(1 + \cos \Theta_1)$ . — Da ein neutrales Bohrsches Atom in erster Annäherung als elektrischer Dipol aufgefaßt werden kann, hofft die Verf., daß ihre Ergebnisse für die Frage der Entstehung negativer Atomionen in der Vakuumentladung von Bedeutung sein könnten. A. SМЕКАЛ

**Marcel Brillouin.** Atome de Bohr. Fonction de Lagrange circumnucléaire. C. R. 173, 649—641, 1921, Nr. 16; Journ. de phys. et le Radium (6) 3, 65—73, 1922, Nr. 3. Der Verf. bespricht zuerst seine früheren Versuche, vor allem die Strahlungslosigkeit der Bohrschen Bahnen durch die Annahme einer wesentlich geringeren Lichtgeschwindigkeit als  $c$  in der kernnahen Region zu deuten, während in der weiteren Umgebung des Atoms normale Lichtgeschwindigkeit und Maxwell'sches Feld herrschen sollen. Diesbezüglich muß auf die Arbeit selbst verwiesen werden. — Hierauf wird eine Lagrangefunktion konstruiert, welche die ausgezeichneten Bohrschen Bahnen ergibt, und nur vom Abstand  $r$  des Elektrons vom Kern, der Radial- und der Winkelgeschwindigkeit  $\dot{r}$ ,  $\dot{\Theta}$ , des Elektrons abhängt. Die beiden durch  $h$  dividierten Quantenbedingungen werden mit  $u$  und  $v$  bezeichnet und sollen in der Lagrangefunktion nur unter dem Sinus oder Kosinus vorkommen. Sie sind durch die Gleichungen

$$\sin u = 0, \quad \sin v = 0 \quad \dots \dots \dots (1)$$

bestimmt. Bezeichnet  $L_0 = \frac{1}{2}(r^2 \dot{\Theta}^2 + \dot{r}^2) + k^2/r$  die Lagrangefunktion der klassischen Mechanik und Elektrostatik für das betrachtete Problem (Keplerbewegung), so wird gesetzt

$$L = L_0 + L_u + L_v = L_0 + U_1 \sin u + U_2 \cos u + V_1 \sin v + V_2 \cos v,$$

und die Bestimmung der  $U$  und  $V$  als Funktionen von  $r$ ,  $\dot{r}$ ,  $\dot{\Theta}$  so gefordert, daß die mit  $L$  gebildeten beiden Lagrangeschen Gleichungen zweiter Art auf die Form gebracht werden können:

$$P_1 \sin u + Q_1 \sin v + (a + P_2 \cos u + Q_2 \cos v) \cdot d/dt(r^2 \dot{\Theta}) + (b + P_3 \cos u + Q_3 \cos v) \cdot (\ddot{r} + k^2/r^2 - r \dot{\Theta}^2) = 0.$$



Man sieht jetzt unmittelbar, daß die Lösung dieser Gleichungen für geradzahlige positive  $n$  und  $n'$  die Quantenbedingungen  $u = n \cdot \pi$ ,  $v = n' \cdot \pi$  sind, weil ja die Gleichungen

$$d/dt(r^2 \dot{\theta}) = 0, \quad \ddot{r} + k^2/r^2 - r \dot{\theta}^2 = 0$$

mit (1) verträglich sind. Die einzigen nur in der Umgebung des Kernes merklichen Lösungen sind nach dem Verf. von der Form

$$L_u = \dot{r} \cdot \left[ \cos u \cdot \chi(r, u) - \sin u \cdot \frac{\partial \chi}{\partial u} \right],$$

$$L_v = \dot{r} \cdot \left[ \cos v \cdot \varphi(r, v) - \sin v \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial v} \right].$$

$\chi$  und  $\varphi$  sind unbestimmt und können z. B.  $e^{-\alpha r} \cdot f(u)$  bzw.  $e^{-\beta r} \cdot g(v)$  gesetzt werden. Die freie Wählbarkeit von  $\chi$  und  $\varphi$  gestattet mancherlei weitere Bedingungen zu berücksichtigen, in bezug auf welche jedoch wieder die Arbeit selbst eingesehen werden muß. — Im Schlußabschnitt diskutiert der Verf. die aus seinen Lagrange-funktionen resultierenden Bewegungsgleichungen, sowie die daran anschließenden Fragestellungen.

A. SMEKAL.

**Edmond Bauer.** Sur le champ électromagnétique des trajectoires stationnaires de Bohr. C. R. 174, 1335—1338, 1922, Nr. 21. Der Verf. folgert aus der Strahlungsfreiheit der Bohrschen Bahnen, daß deren elektrische bzw. magnetische Felder in hinreichend großer Distanz konstant sein müssen. Die merkwürdige Gleichheit der Masse eines in einer Bohrschen Bahn umlaufenden und eines freien Elektrons beweise, daß der größte Teil der Energie des Feldes dem Elektron in seiner Bewegung folge. Unter der Voraussetzung (die vom Verf. als „üblich“ bezeichnet wird), daß das klassische Feld fast unmittelbar an das Elektron heranreiche, könne man aus der angenommenen Verschiedenheit dieser beiden Massen eine untere Grenze für die Entfernung der merklich konstanten Felder berechnen; für einen Unterschied von einem Promille erhält er mit Benutzung des Elektronenradius von  $2 \cdot 10^{-13}$  cm den Abstand  $2 \cdot 10^{-10}$  cm.

A. SMEKAL.

**Leigh Page.** Radiation from a Group of Electrons. Phys. Rev. (2) 19, 423—424, 1922, Nr. 4. Kurze Inhaltsangabe einer ausführlich im Phys. Rev. später erscheinenden Arbeit. Der Verf. beschäftigt sich mit der Frage, ob und durch welche Anordnung von Elektronenbahnen um den Atomkern die Strahlungsfreiheit dieser Bahnen, welche für das Quantenatom charakteristisch ist, auf klassisch-elektromagnetischem Wege erzielt werden könne (vgl. auch J. Larmor, diese Ber. S. 312). Er stellt den retardierten Ausdruck für die elektrische Feldstärke in großer Entfernung von der bewegten Punktladung auf und diskutiert das Verschwinden der Ausstrahlung bis zu verschiedenen hohen Ordnungen. In sämtlichen Ordnungen verschwindet sie nur für einen gleichmäßig mit Ladung belegten Ring, für vier äquidistante Elektronen auf einem ebenen Ring sind die vierte und die höheren Ordnungen von Null verschieden, für zwei solche Elektronen bereits die zweite Ordnung. (Es scheint dem Verf. entgangen zu sein, daß wegen des Bohrschen Korrespondenzprinzips gerade alle jene Atommodelle für die Quantentheorie unbrauchbar sind, für welche die klassisch berechnete Ausstrahlung mindestens in erster Ordnung verschwindet. D. Ref.) A. SMEKAL.

**C. F. Bickerdike.** The Interaction between Radiation and Electrons. Phil. Mag. (6) 43, 1064—1070, 1922, Nr. 258, Juni. Der Verf. sucht bekannte Widersprüche zwischen den Quanten-Tatsachen und den klassischen Theorien durch die — von ihm nicht begründete — Annahme zu überwinden, daß bei der Absorption die Strahlung „zuerst“ auf die Faradayschen Kraftlinien des Elektrons wirke und diese

erst das Elektron „mitnehmen“, wodurch letzteres in den Stand gesetzt werde, einen gewissen endlichen Energiebetrag aufzunehmen, ohne zu emittieren. Über die Emission wird ähnlich verfügt, nur soll hier das Elektron die primäre Rolle spielen und nicht die Kraftlinien. Den Auseinandersetzungen des Verf. über die Energieverteilung zwischen Äther und Materie hat der Ref. nicht vollständig zu folgen vermocht.

A. SMEKAL.

**Richard C. Tolman.** Review of the present status of the two forms of quantum theory. Journ. Opt. Soc. Amer. 6, 211—228, 1922, Nr. 3. Dieser sowie den beiden nachstehend referierten Veröffentlichungen liegen Vorträge in der gemeinsamen Sitzung der American Physical Society und der American Association for the Advancement of Science zu Toronto am 29. Dezember 1921 zugrunde. — Der Verf. bekennt sich als temperamentvoller Gegner der Quantentheorie, insbesondere der Atommodelle vom Standpunkte des Chemikers, doch ist ihm die neuere Entwicklung der Theorie offensichtlich nicht vollständig geläufig. Er bespricht die Struktur des Phasenraumes nach Planck, erklärt den Unterschied zwischen den beiden Formen der Quantentheorie und zählt die Ergebnisse dieser beiden Richtungen auf. Es folgt eine Besprechung bekannter „Schwierigkeiten“ der Quantentheorie; bezüglich der Ableitung des Strahlungsgesetzes schlägt der Verf. zur Vermeidung des gefürchteten Äquipartitionstheorems vor, die Energie der Hohlraum-Eigenschwingungen so anzunehmen, daß nach der gewöhnlichen statistischen Mechanik gerade der Plancksche Ausdruck resultiert. Überhaupt müsse erst untersucht werden, welche mechanischen Systeme von einem Freiheitsgrade mit beliebiger Lagrangescher Funktion zum Planckschen Strahlungsgesetze oder einer ähnlichen Gleichung führen könnten; wenn dies erfolglos bleibe, müsse man annehmen, daß die Energie einer Hohlraumschwingung von der der Nachbarschwingungen abhängig sei. Endlich deutet er die Möglichkeit einer Revision der statistischen Grundlagen, welche auf die Einführung einer „Gewichtsfunktion“ hinausläuft, an, ohne zu wissen, daß dieser Weg bereits 1911 von Ehrenfest eingeschlagen worden ist und kürzlich in Vervollkommenung Poincaréscher Gedankengänge sogar zu einer bündigen Entscheidung gegen die zweite Form der Quantentheorie geführt hat (R. H. Fowler 1921, vgl. diese Ber. S. 296). Zum Schluß wird das Bohrsche Atommodell der Kritik unterworfen, jedoch ohne Rücksicht auf die neuen Ergebnisse Bohrs, die in ihren Hauptpunkten zur Zeit des Vortrages bereits veröffentlicht waren.

A. SMEKAL.

**H. B. Phillips.** Mathematical aspects of quantum theory. Journ. Opt. Soc. Amer. 6, 229—234, 1922, Nr. 3. Bericht über die Quantelungsmethode periodischer und bedingt periodischer Systeme im Anschluß an die Sommerfeld-Epsteinsche Behandlungsweise. Der Versuch des Verf., durch Anwendung des Quantenansatzes für periodische Systeme auf die Strahlung die Bohrsche Frequenzbedingung abzuleiten, ist nicht einwandfrei, vielmehr ist dazu nach Bohr das Korrespondenzprinzip erforderlich.

A. SMEKAL.

**Saul Dushman.** Some recent applications of the quantum theory to spectral series. Journ. Opt. Soc. Amer. 6, 235—250, 1922, Nr. 2. Bericht über das Korrespondenzprinzip und die Anwendungen, welche Bohr davon auf die Serienspektren, namentlich das Wasserstoffspektrum gemacht hat. Zum Schluß werden die neuen Ergebnisse Bohrs über den Atombau angeführt, wobei erwähnt wird, daß ähnliche Elektronenanordnungen für die Elemente von Bury (Journ. Amer. Chem. Soc. 43, 1602, 1921; diese Ber. S. 213) aus chemischen Gründen gefolgert worden sind.

A. SMEKAL.



**A. Sommerfeld.** The evaluation of quantum integrals. Journ. Opt. Soc. Amer. 6, 251—253, 1922, Nr. 3. Der Verf. zeigt, daß die Behauptung von E. C. Kemble (diese Ber. S. 1108), seine Methode der Entwicklung des Phasenintegrals  $\oint \sqrt{f(q)} \cdot dq$  sei nur brauchbar, wenn die Glieder höherer Ordnung vernachlässigbar seien, auf einem Irrtum beruht. Die Entwicklung konvergiert stets, wenn der Parameter, nach dessen Potenzen sie vorgenommen wird, beliebig klein gemacht werden kann, wie beispielsweise beim Starkeffekt der Wasserstofflinien. Bei den Serienspektren der übrigen Elemente kann der Parameter aus Modellgründen nicht beliebig klein gemacht werden (vgl. A. Sommerfeld, Atombau und Spektrallinien, 3. Aufl., 1922, Zusatz 13), so daß die Reihe divergiert; Kembles Kritik bezog sich jedoch nicht auf diese Schwierigkeit.

A. SMEKAL.

**Panchanan Das.** On the Disturbed Electron orbits in an Electromagnetic field. Bull. Calcutta Math. Soc. 12, 203—208, 1922, Nr. 4. Der Verf. läßt eine ebene polarisierte Welle auf ein wasserstoffähnliches Atom auftreffen, dessen Valenzelektron eine Kreisbahn beschreibt. Er vernachlässigt wie üblich die magnetischen Wirkungen der Lichtwelle und betrachtet, ohne die Bewegungsgleichungen auf die kanonische Form gebracht zu haben, zwei Spezialfälle, gelangt aber auch da nicht bis zur vollständigen Integration. (Diese findet sich allgemein z. B. bei P. S. Epstein, ZS. f. Phys. 9, 92, 1922; diese Ber. S. 1110. D. Ref.) Er glaubt unter Heranziehung der wechselseitigen Zusammenstöße der Atome und dadurch bedingter Quantenübergänge zwischen den gestörten Bahnen des Valenzelektrons aus seinen Überlegungen Schlüsse auf den Vorgang der Resonanzstrahlung ziehen, insbesondere eine Abnahme der Linienbreite derselben mit wachsender Temperatur erklären zu können.

A. SMEKAL.

**Brajendranath Chuckerbutti.** The Non-radiating Electronic Orbits and the Normal Zeeman Triplet. Bull. Calcutta Math. Soc. 12, 221—224, 1922, Nr. 4. Der Verf. gibt eine Ableitung der Aufspaltung des normalen Zeematripletts; sie bietet jedoch nicht das geringste Neue, da ihm die Entwicklung der Bohrschen Theorie offensichtlich nur bis zum Jahre 1915 bekannt ist.

A. SMEKAL.

**C. V. Raman.** Diffraction by Molecular Clusters and the Quantum Structure of Light. Nature 109, 444—445, 1922, Nr. 2736. [S. 1175.]

**Adolf Smekal.** Zur quantentheoretischen Deutung der  $\beta$ - und  $\gamma$ -Strahlung. ZS. f. Phys. 10, 275—302, 1922, Nr. 5. [S. 1157.]

**Richard Gans.** Zur Optik des Wasserstoffs nach dem Bohr-Debyeschen Modell. ZS. f. Phys. 9, 81—91, 1922, Nr. 1/2. [S. 1135.]

**Richard Becker.** Über den Starkeffekt bei Alkalien. ZS. f. Phys. 9, 332—348, 1922, Nr. 5. [S. 1185.]

**N. Bohr.** Über die Serienspektren der Elemente. ZS. f. Phys. 2, 423—469, 1920, Nr. 5. [S. 1184.]

A. SMEKAL.

**Adolf Smekal.** Über einige Grundfragen der statistischen Mechanik. Monatsh. f. Math. u. Phys. 32, 245—257, 1922. Im ersten Paragraphen des Aufsatzes werden die Bedingungen zusammengestellt, welche ein einzelnes mechanisches System zu erfüllen hat, um als Ganzes als Abbild eines warmen Körpers dienen zu können; im zweiten jene, welche einer Gesamtheit unabhängiger, nur während „unendlich“ kurzdauernder Zeitintervalle miteinander in Wechselwirkung tretender

„Moleküle“ zum gleichen Zwecke auferlegt werden müssen. Als besonders befriedigend wird an der letzteren Methode die Rolle der Ehrenfestschen „Gewichtsfunktion“ bezeichnet, welche jede Willkürlichkeit bei der Benutzung des hier unerläßlichen „Wahrscheinlichkeits“-Begriffes auszuschließen gestattet, indem sie die Feststellung der in Betracht kommenden relativen Häufigkeiten der Erfahrung überlassen kann. In bezug auf den erstgenannten Weg sei ferner hervorgehoben, daß es nach Mitteilung des Verf. G. Herglotz geglückt ist, für die langgesuchten quasiergodischen Systeme ein Beispiel von zwei Freiheitsgraden aufzufinden. — Im dritten Paragraphen wird auf Grund der Quantentheorie ausschließlich zugunsten der zweiten (eigentlich statistischen) Methode entschieden. Werden auch die zwischenmolekularen Wechselwirkungen berücksichtigt und Quantengesetzen unterworfen (A. Smekal, Wien. Anz. 1922, S. 79—81; diese Ber. S. 1104), so fällt die strenge Vertauschbarkeit der Molekeln untereinander für statistische Zwecke fort und die statistische Mechanik gilt innerhalb gewisser Grenzen nur in Annäherung. — Im Schlußparagraphen wird der Versuch einer Neubegründung der statistischen Mechanik von E. Zilsel (diese Ber. S. 299) der Kritik unterworfen. Der Verf. findet, daß es Zilsel unterlassen hat, einige der nach dem ersten Paragraphen notwendigen mechanischen Voraussetzungen zu berücksichtigen, daß er unbemerkt von einer Annahme vom Typus der Quasiergodenhypothese Gebrauch gemacht hat, endlich, daß die von ihm eingeführte „Allagodenhypothese“ unbrauchbar und widerspruchsvoll ist, so daß der ganze Versuch als gescheitert angesehen werden muß.

A. SMEKAL.

**Norman Campbell.** The Measurement of Chance. Phil. Mag. (6) 44, 67—79, 1922, Nr. 259, Juli. Der Verf. versucht eine Unterscheidung aufzustellen zwischen der von ihm „Chance“ genannten Wahrscheinlichkeit des Eintretens eines Ereignisses und der „Wahrscheinlichkeit“ im engeren Sinn, welche die Wahrheit eines Satzes betrifft. Die Chance ist eine physikalische Eigenschaft eines Systems, ableitbar mit Hilfe von Messungen, wie etwa sein elektrischer Widerstand. Zu diesen Analogien kommen aber auch Diskrepanzen. Sie liegen vor allem im Wesen des Zufalls. Die Chance ist (in der Bezeichnungsweise des Verf.) eine Größe, die im Gegensatz zu physikalischen Messungen nur einer abgeleiteten, nicht aber einer fundamentalen Messung fähig ist. — Die Wahrscheinlichkeit (im engeren Sinn) ist nicht physikalisch meßbar. Über Systeme, bei denen man von Chancen sprechen kann, kann man Sätze aussprechen, die eine Wahrscheinlichkeit besitzen. Eine weitere Verknüpfung ergibt das Bayessche Theorem. Hier und nur hier ist die Wahrscheinlichkeit durch die Chance bestimmt. Die Wahrscheinlichkeit (im engeren Sinn) ist aber im allgemeinen nicht auf die Chancen zurückführbar.

GUMBEL.

**Oskar Klein.** Zur statistischen Theorie der Suspensionen und Lösungen. Ark. f. Mat., Astron. och Fys. 16, Nr. 5, 51 S., 1922, Nr. 1/2. [S. 1190.]

A. SMEKAL.

### 3. Mechanik.

**K. Bornemann und F. Sauerwald.** Dichtemessungen von Metallen und Legierungen bei hohen Temperaturen mit besonderer Berücksichtigung des flüssigen Zustandes. Messungen nach dem Auftriebsverfahren. Die Systeme Cu-Sn und Cu-Al. ZS. f. Metallkde. 14, 145—159, 1922, Nr. 4. Das Verfahren beruht auf der Bestimmung des Auftriebes des in einem Quarzkolben befindlichen Metalls in einer geeigneten Flüssigkeit; dabei wird der Auftrieb des aus



geschmolzenem Quarz bestehenden Gefäßes aus seinem Ausdehnungskoeffizienten ermittelt. Die Dichte der betreffenden Flüssigkeit wurde für die einzelnen Temperaturen gleichfalls nach dem Auftriebsverfahren bestimmt. Als geeignet erwies sich allein eine Salzmischung aus gleichviel Molekülen KCl und NaCl, weil sich nur diese gut trocknen ließ; dadurch wurde der Temperaturbereich auf 680 bis 1200° beschränkt. Gasblasen wurden durch Evakuieren zum Aufsteigen gebracht. Die Hauptfehlerquelle ist der während des Versuches erfolgende Metallverlust; der Fehler des Ergebnisses steigt aber nicht über 1 Proz. und ist meist geringer. Mitgeteilt werden in Tabellen und zum Teil in Kurven spezifisches Volumen im festen und flüssigen Zustande, der Volumensprung beim Schmelzen, Temperatur- und Schwindungskoeffizient von Sn, Cu, Al und der vollständigen Systeme CuSn und CuAl. Das spezifische Volumen ist von der Temperatur linear abhängig. Cu dehnt sich beim Schmelzen um 4,2 Proz., Al um 6,7 Proz. seines Schmelzpunktvolumens (fest) aus. In den Systemen wurde im flüssigen Zustande die Verbindung  $\text{Cu}_3\text{Sn}$  bzw.  $\text{Cu}_3\text{Al}$  oder  $\text{Cu}_2\text{Al}$  festgestellt, die sich unter Kontraktion bilden. Für die anderen Konzentrationen ergeben sich die spezifischen Volumina angenähert als Summe aus denen der Komponenten und Verbindungen, wobei sich allerdings ein Einfluß der Dissoziation geltend zu machen scheint. Die spezifischen Volumina kurz vor und nach dem Schmelzen und die Schwindungskoeffizienten stehen in keiner einfachen Abhängigkeit zur Konzentration. Für die Dichten der Salzgemische  $\text{KCl} + \text{LiCl}$  (54,45 Gewichtsprozente KCl) und  $\text{Cl} + \text{NaCl}$  ergaben sich die Beziehungen  $d = 1,622 - 0,000313(t - 500)$  bzw.  $d = 1,583 - 0,000563(t - 700)$ .

BERNDT.

**F. W. Preston.** The structure of abraded glass surfaces. Trans. Opt. Soc. 23, 141—164, 1922, Nr. 3. Um den Vorgang beim Schleifen von Glas aufzuklären, werden zunächst die Erscheinungen untersucht, die sich bei der Zertrümmerung einer Glasoberfläche durch eine Nadel oder eine nicht rotierende Kugel zeigen. Die Oberfläche weist kreisförmige Risse auf, die sich hyperbolisch in die Tiefe hinein fortsetzen, und zwar liegt die konkave Seite der Oberflächenrisse in der Bewegungsrichtung. Die Breite des Kratzers ist bei Stahlkugeln etwa sechsmal größer als die Tiefe der Risse, kann jedoch bei Vermehrung des Gewichts bis zum Zwölffachen anwachsen. Bei rollenden Kugeln liegt die konkave Seite entgegengesetzt der Bewegungsrichtung und es treten noch radiale Risse hinzu. Eine Diamantschneide verursacht einen Tiefenriß und zwei seitliche, flach unter der Oberfläche fortschreitende Seitenrisse. Hieraus wird für geschliffene („grau“) Flächen gefolgert, daß die obere Schicht eine große Zahl von Rissen enthält, und daß das Schleifen als ein Aufsplintern der Oberfläche aufzufassen ist. Ein Abtragen von Material findet erst statt, wenn die Zahl der Risse groß genug ist und die einzelnen Risse kleine Partikelchen vollständig aus ihrem Verbande gelöst haben. Das Polieren erfordert dann eine Beseitigung der gesamten grauen Schicht bis zur Tiefe der letzten Risse. Durch diese Hypothese läßt sich auch die von Twyman beobachtete Spannung in den oberen Schichten geschliffener Flächen erklären, welche mit dem Fortschreiten des Polierprozesses abnimmt. Sie ist hervorgerufen durch kleine in die Risse eingesprengte Körner des Schleifmittels, die eine Kompression der benachbarten Teile des Glases veranlassen. Ätzversuche lassen erkennen, daß bei grauer Fläche Flußsäure anfangs eine erheblich stärkere Wirkung zeigt als bei polierten Flächen, bei welchen die in der Zeiteinheit gelöste Menge unabhängig von der Dauer der vorherigen Ätzung ist, während bei grauen Flächen die in der Zeiteinheit gelöste Menge mit der Zeit abnimmt, was auf die immer geringer werdende, dem Angriff ausgesetzte Oberfläche zurückzuführen ist. Auch beim Ätzen verschwindet die Twymansche Spannung. Die Dicke der grauen Schicht wird mit etwa  $7\lambda$  angegeben.

H. R. SCHULZ.

**A. H. Bucherer.** Gravitation und Quantentheorie. Ann. d. Phys. (4) 68, 1—10, 1922, Nr. 9. An die Stelle der abstrakten Begründung der Einsteinschen Theorie der Schwerkraft will der Verf. eine sinnfällige Hypothese setzen. Er leitet die Einwirkung des Schwerefeldes auf freie Bewegungen ab „aus dem Fundamentalsatz der Quantentheorie, daß die Energie eines Lichtquants proportional seiner Frequenz sei“. Gewöhnliche Materie soll dabei denselben Einflüssen unterworfen sein wie die Masse der Lichtquanten. — Aus dem Satz von der Trägheit der Energie

$$m = \frac{E}{v^2} \dots \dots \dots (1)$$

( $v$  = Lichtgeschwindigkeit) folgert der Verf. zunächst, daß ein Lichtquant der Masse  $m$ , das aus dem Unendlichen auf die Entfernung  $r$  an eine Zentralmasse  $\mu$  gebracht wird, dabei infolge der von ihm abgegebenen Energie  $\frac{\mu m}{r} = h n_0 - h n$  eine Abnahme seiner Frequenz vom Werte  $n_0$  auf  $n$  erfährt.

$$n = n_0 \left(1 - \frac{\mu}{r v_0^2}\right) \dots \dots \dots (3)$$

Der Index 0 kennzeichnet die Werte außerhalb des Schwerefeldes. „Da die Lichtquanten neutrale Körper darstellen, so liegt es nahe, eine solche Einwirkung eines Schwerefeldes auf beliebige frei schwingende oder frei rotierende Körper auszudehnen, gleichgültig, unter welcher Kraftwirkung sie sich bewegen.“ Für Rotationsfrequenzen soll demnach allgemein gelten:

$$\left(\frac{d\varphi}{dt}\right)_r = \left(\frac{d\varphi}{dt}\right)_0 \left(1 - \frac{\mu}{r v_0^2}\right) \dots \dots \dots (6)$$

Daraus ergibt sich als Verhältnis der Rotationsenergien (annähernd)

$$\frac{E}{E_0} = \frac{m}{m_0} \left(1 - \frac{2\mu}{r v_0^2}\right)$$

und da andererseits  $\frac{E}{E_0} = \frac{h \cdot n}{h \cdot n_0}$  sein soll, für die „rotierende Masse“:

$$m = m_0 \left(1 + \frac{\mu}{r v_0^2}\right) \dots \dots \dots (8)$$

und nach (1)

$$v^2 = v_0^2 \left(1 - \frac{2\mu}{r v_0^2}\right) \dots \dots \dots (9)$$

„Aus Gleichung (6) wollen wir folgern, daß bei einer Zerlegung der Geschwindigkeit in eine radiale und dazu senkrechte Komponente, abweichend von der klassischen Mechanik, die Gleichung besteht für die Lichtenergie“:

$$E = \left[\left(\frac{dr}{dt}\right)_0^2 + r^2 \left(1 - \frac{2\mu}{r v_0^2}\right) \left(\frac{d\varphi}{dt}\right)_0^2\right] \left(1 + \frac{\mu}{r v_0^2}\right) \dots \dots \dots (10)$$

Diese Energie wird andererseits gleich  $v_0^2 \left(1 + \frac{\mu}{r v_0^2}\right)$  gesetzt und daraus mittels des Flächensatzes

$$r^2 \left(\frac{d\varphi}{dt}\right)_0 = L \dots \dots \dots (12)$$

die Lichtbahn und die größte Ablenkung des Lichts im Sonnenfelde (zu 1,7'' ) errechnet. — Zur Bestimmung der Massenbewegung wird der Ausdruck (10) gleich

$$- \int \frac{2\mu}{r^2} \left(1 + \frac{\mu}{r v_0^2}\right) dr - K$$

gesetzt. Die hieraus bestimmte Planetenbahn weist eine Perihelverschiebung auf, die nach dem Verf. beim Merkur 36'' im Jahrhundert beträgt. Doch soll sich diese

Lösung nur auf den Standpunkt eines außerhalb des Schwerfeldes befindlichen Beobachters beziehen. Für einen im Abstände  $Q$  der Erde von der Sonne befindlichen, vorerst ruhenden Beobachter dagegen ist die Arbeitsleistung eines von ihm bis zum Abstände  $r$  von der Sonne gebrachten Lichtquants gleich  $\frac{\mu m}{r} - \frac{\mu m}{Q}$  statt  $\frac{\mu m}{r}$ . Dadurch änderte sich, wie der Verf. ausführt, die Rechnung und es ergibt sich eine Perihelverschiebung von  $30,4''$ . Dieser Wert wird aber nochmals, und zwar auf  $33''$ , verbessert. Diese letzte Verbesserung soll sich daraus ergeben, daß die Ganggeschwindigkeit einer Uhr von der bewegten Erde aus beurteilt eine andere ist als von einem zur Sonne ruhenden Standpunkte aus. E. KRETSCHMANN.

**H. Teege.** Ein Paradoxon der Gravitation. ZS. f. math. u. naturw. Unterr. 10, 81—85, 1922, Nr. 3/4. [S. 1098.] SCHWERDT.

**J. G. Gray.** The Calculation of Centroids. Phil. Mag. (6) 44, 247—252, 1922, Nr. 259, Juli. Die neue Berechnungsmethode hat folgende Grundlage: Wird in einem aus zwei Massen  $M$  und  $m$  zusammengesetzten System, dessen Schwerpunkt  $S$  sei, die Masse  $m$  um eine Strecke  $a$  verschoben, so verschiebt sich  $S$  um eine zu  $a$  parallele Strecke  $A$ , so daß  $(M+m)A = ma$ . Hieraus ist  $A$  und damit auch die Lage von  $S$  berechenbar. — Zur Bestimmung des Schwerpunktes eines Kreisbogens wird das Bogenelement mit der Masse  $m$ , welches das eine Ende des Bogens bildet, in der Verlängerung des Bogens (Masse  $M$ ) am anderen Ende angesetzt. Aus der Länge und dem Radius des Bogens ergibt sich  $a$ ;  $m$  und  $M$  sind angebar, so daß  $A$  und damit die Lage von  $S$  auf dem Bogen bekannt werden. In ähnlicher Weise werden die Schwerpunkte von Kreissektoren und -segmenten durch Verschieben eines Flächenelementes von einem Ende an das andere bestimmt. Auch auf gewisse Abschnitte eines Kreiszylinders und einer Kugel, sowie auf einen nicht geschlossenen Kreisring wird die Methode angewendet. LÜBECK.

**R. F. Gwyther.** An Analytical Discrimination of Elastic Stresses in an Isotropic Body. Phil. Mag. (6) 44, 274—283, 1922, Nr. 259, Juli. Die mechanischen Kraftgleichungen für einen isotropen, nur von Zugkräften beanspruchten Körper sind

$$\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial T}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial Q}{\partial y} + \frac{\partial S}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\partial S}{\partial y} + \frac{\partial R}{\partial z} = 0;$$

ihre allgemeinste Lösung ist

$$\begin{aligned} P &= -\frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 \Theta_3}{\partial y^2} + 2 \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial y \partial z}, & Q &= -\frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 \Theta_3}{\partial x^2} + 2 \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial x \partial z}, \\ R &= -\frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial x^2} + 2 \frac{\partial^2 \psi_3}{\partial x \partial y}, & S &= \frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial y \partial z} + \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial x \partial y} - \frac{\partial^2 \psi_3}{\partial x \partial z}, \\ T &= \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial x \partial z} - \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 \psi_3}{\partial y \partial z}, & U &= \frac{\partial^2 \Theta_3}{\partial x \partial y} - \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial x \partial z} - \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial y \partial z} + \frac{\partial^2 \psi_3}{\partial z^2}, \end{aligned}$$

worin  $\Theta_1, \Theta_2, \Theta_3, \psi_1, \psi_2, \psi_3$  willkürliche Funktionen sind. — Werden  $\psi_1, \psi_2, \psi_3$  als konstant angenommen, so geht die allgemeine Lösung in die von G. B. Airy (British Association Reports, Cambridge, 1862) gegebene über, welche auf die etwaige elastische Natur der Kräfte keine Rücksicht nimmt. — Der Verf. entwickelt die Beziehungen, welchen  $\Theta_1, \dots, \psi_3$  genügen müssen, wenn sie Kräfte darstellen sollen, welche das Hookesche Gesetz befolgen. LÜBECK.

**H. Carrington.** Young's Modulus and Poisson's Ratio for Spruce. Phil. Mag. (6) 43, 871—878, 1922, Nr. 257, Mai. Die Probekörper wurden aus den Holzstämmen mit verschiedener Orientierung ihrer Hauptträgheitsachsen zu den ausgezeichneten



Wachstumsrichtungen des Holzes herausgeschnitten. Der Durchmesser der Stämme war so groß, daß die Jahrschichten innerhalb der Versuchskörper als ein Bündel von parallelen Ebenen betrachtet werden konnten. Diesem Fall elastischer Aelotropie entsprechen neun elastische Konstanten, die Carrington tatsächlich aus der Beobachtung der Längs- und der Querverkrümmung der auf Biegung beanspruchten Holzkörper bestimmt hat. Er erhält drei Werte des Elastizitätsmoduls und sechs Querdehnungsverhältnisse. Sein Bericht enthält ferner Angaben über die Festigkeit des Holzes und den Einfluß des Feuchtigkeitsgehaltes auf die untersuchten Eigenschaften.

NÁDAI.

**H. Carrington.** Young's modulus and Poisson's ratio for spruce. Phil. Mag. (6) **44**, 288, 1922, Nr. 259, Juli. Berichtigung eines Fehlers.

LÜBECK.

**George D. Birkhoff.** Circular Plates of Variable Thickness. Phil. Mag. (6) **43**, 953—962, 1922, Nr. 257. Verf. nimmt zwei zu ihrer Ebene symmetrisch gelegene Umdehnungsflächen  $z = \alpha t$  als ihre Begrenzung an, wo  $\alpha$  eine Funktion der radialen Koordinate  $r$  und  $t$  eine im Vergleich zum Halbmesser der Platte kleine Zahl bedeutet. Die Rechnung bezieht sich also auf kleine Plattendicken. Er betrachtet zuerst eine Scheibe, die in ihrer Ebene durch einen auf einen inneren Kreisumfang ausgeübten Sprengdruck belastet ist, während ihr äußerer Rand eingeklemmt ist. Eine derart belastete Platte gerät bei einem bestimmten Wert des Druckes in ein labiles Gleichgewicht, was auch erwähnt wird. Aus den angestellten Rechnungen lassen sich keine Einzelheiten über den kritischen Wert des Druckes, oder die Form oder die Spannungen der Platte entnehmen. Die Biegung einer Platte durch eine Einzelkraft, die in ihrer Mitte angreift, wird als zweites Beispiel betrachtet, auch hier ohne daß das Problem bis zu einer Differentialgleichung oder einer anderen Angabe entwickelt würde, die für die Anwendung weiter verwertbar erscheinen würde.

NÁDAI.

**L. N. G. Filon and H. T. Jessop.** On the Stress-optical Effect in Transparent Solids strained beyond the Elastic Limit. Proc. Roy. Soc. London (A) **101**, 165—169, 1922, Nr. 709. [S. 1179.]

SCHULZ.

**R. Hoffmann und W. Stahl.** Über Dichte von Feinsilber in den Schmelzhitzen. Metall und Erz **19**, 357—358, 1922, Nr. 15. Aus dem Schwindungskoeffizienten des Silbers, der auf Grund der Ausdehnungskoeffizienten und der praktisch beobachteten Werte zu 0,000 0920 angenommen ist, wird die Dichte des Mansfeldschen Feinsilbers (mindestens 99,9 Proz. Feingehalt) in Luft, bezogen auf Wasser von 4° C gleich 1, zu 9,653 bei 1000°, 9,633 bei 1025° und zu 9,613 bei 1050° berechnet.

BERNDT.

**F. C. Lea.** The effect of temperature on some of the properties of metals. Engineering **113**, 829—832, 1922, Nr. 2948. Es wurden Bruch- und Streckgrenze, Dehnung, Elastizitätsgrenze und -modul von —38,5 bis 450°, Festigkeit und Dehnung ferner bis 1000° an Armco-Eisen (0,02 Proz. C), Flußeisen, gehärtetem und angelassenem Stahl von 0,5 bis 1 Proz. C, Chromnickel- und Chromvanadiumstahl, sowie an Nickel bestimmt. Die erhaltenen Werte sind in Tabellen und Kurven mitgeteilt. Bei dem Armco-Eisen sei erwähnt, daß seine Elastizitätsgrenze bei 318° (von 12) auf 3,6 t/Quadratzoll fällt, während die Festigkeit sogar etwas größer als bei 15° ist; gleichzeitig sinkt der Elastizitätsmodul von 12 900 auf 9 400 t/Quadratzoll. Bei —40° sind Festigkeit und Dehnung größer als bei 15°. Diskontinuierliche Änderungen treten bei 600, 675 und 800° auf; zwischen 900 und 1000° ist das Material spröder als bei 300°. Bei Stahldrähten wurde bei 500° eine Festigkeit von 30, dagegen eine Proportionalitätsgrenze von weniger als 7 t/Quadratzoll beobachtet. Der für Turbinen-

schaukeln gebrauchte Nickelstahl ändert bei 260° seinen Elastizitätsmodul nur wenig, während Proportionalitäts- und Bruchgrenze sich um etwa 20 bzw. 10 Proz. verringern. Da die Härte mit der Temperatur ähnlich wie die Festigkeit verläuft, wurde an verschiedenen Bronzen nur jene bei 15 und 300° ermittelt. Die Torsionsfestigkeit bei verschiedenen Temperaturen wurde aus Beobachtung der Dauer von Torsions- und Federschwingungen, der Verlängerung von Federn und direkt bestimmt. In letzterem Falle wurden Hysteresiserscheinungen beobachtet. In der Kurve waren auch kritische Punkte zu bemerken, die noch näher untersucht werden müssen. Der Torsionsmodul verläuft mit der Temperatur nahezu nach einem parabolischen Gesetz. BERNDT.

**Albert F. Shore.** Special Test Block for the Scleroscope. Amer. Mach. 57, 2, 1922, Nr. 2. Wenn die Diamantspitze des Fallhammers des Skleroskops bei der Prüfung verschiedener Metalle abgenutzt ist, so kann man mit einer gleichmäßigen prozentualen Verringerung der Rücksprunghöhe über die ganze Skale rechnen. Wird dagegen immer nur ein bestimmtes Material, z. B. gehärteter Stahl, geprüft, so trifft das nicht zu. Man sollte dann zur Eichung ein Probestück von möglichst derselben Härte nehmen. BERNDT.

**J. D. Albert.** Factors of Safety and Allowable Stress. Amer. Mach. 57, 4—57, 1922, Nr. 2. Die zulässige Beanspruchung eines Körpers wird dadurch erhalten, daß man seine Festigkeit durch einen Sicherheitsfaktor dividiert. Er setzt sich für ruhende, d. h. zeitlich unveränderte Last aus zwei Faktoren zusammen. Der erste (*a*) gibt das Verhältnis der Festigkeit zur Elastizitätsgrenze an, das für die verschiedenen Materialien nicht konstant ist. Für Schmiedeeisen, die nicht wärmebehandelten Kohlenstoffstähle und Gußeisen kann man es angenähert gleich 2 setzen. Der zweite Faktor (*e*) ist notwendig wegen etwaigen Zweifels über die Größe der Beanspruchung, die unvollkommene oder nur angenäherte Kenntnis der Unterstützungs- und Belastungsbedingungen, der Existenz von inneren Spannungen, dem etwaigen Vorhandensein von Fehlstellen und der Art des Rohstoffes. Der Faktor *e* ist für Schmiedeeisen und nicht wärmebehandelte Stähle zu 1½ bis 2, für Gußeisen zu 2 bis 2½ anzusetzen. Dabei ist zu beachten, daß, beim Gußeisen z. B., die Spannungen nicht im Verhältnis der Lasten stehen. Bei der Größe oder dem Charakter nach wechselnden Beanspruchungen ist nach Wöhler die Festigkeit (d. h. die Spannung, die bei vier bis zehn Millionen Wechsel zum Bruch führt)  $p_2 = \frac{u}{2 - p_1/p_2}$ . (*u* die statische Festigkeit,  $p_1/p_2$  das Verhältnis der kleinsten zur größten erzeugten Spannung.) Das Verhältnis  $u/p_2$  bedingt den Faktor *b*. Ein weiterer Faktor *c* ist notwendig, um die gesamte Anzahl der Wechsel während der mutmaßlichen Lebensdauer der Konstruktion oder der Maschine zu berücksichtigen. Er steht zu dem Verhältnis *r* der Anzahl der Wechsel in der Beziehung  $0,137 \cdot \log r = \log c$ . Schließlich ist noch ein Faktor *d* wegen etwaiger Stößeinflüsse notwendig, wofür man unter normalen Verhältnissen den Wert 1¼ bis 2 ansetzen kann, wozu dann noch wieder der Faktor *e* kommt.

BERNDT.

**A. H. D'Arcambal.** Physical Tests on High-Speed Steels. Transverse and Tensile Tests of Two Grades. Compared-Effect of These Properties on the Service of the Tool. Iron Age 110, 1—6, 1922, Nr. 1. An zwei Stählen mit 18 Proz. W und 1 Proz. V (Stahl A) bzw. 14 Proz. W und 2 Proz. V (Stahl B) wurde die Biegezugfestigkeit nach verschiedenen Wärmebehandlungen bestimmt. Die von 2350° F abgeschreckten Proben von Stahl B zeigten Kornwachstum. Die größte Festigkeit wurde erhalten durch Abschrecken von 2350° F in Blei von 1100° F, Abkühlung auf Zimmertemperatur und Einlassen auf 1100° F. Abschrecken in Öl (statt in Blei) gab fast ebenso gute Werte.

Ohne das Anlassen waren die Ergebnisse nur etwa halb so groß; ferner traten an diesen Proben beim Schleifen Risse auf. Die von 2100° F abgeschreckten und nicht angelassenen Proben hatten feines martensitisches Gefüge mit freien Carbiden und Wolframiden; wurde die Temperatur dagegen zu 2350° F gewählt, so trat die polyedrische austenitische Struktur mit nur wenig ungelöstem Carbid und Wolframid auf. Sie verschwand (nahezu) bei Stahl *A* durch Anlassen auf 450° F; nach Anlassen auf 1100° F trat bei beiden Stählen martensitisches Gefüge auf. Die bei Zimmertemperatur ausgeführten Zerreißproben hatten bei Stahl *A* sammetähnlichen, bei Stahl *B* groben Bruch; bei höheren Temperaturen hatten die Bruchquerschnitte charakteristische Färbungen. Die nach dem Härten bei 1100° F angelassenen und dann bei hohen Temperaturen zerrissenen Proben hatten dasselbe Gefüge wie die bei Zimmertemperatur geprüften. Beide Stähle wiesen die größte Festigkeit bei 600° F auf, wahrscheinlich liegt sie aber noch höher. Die nicht angelassenen Stähle *A* hatten nur etwa 70 Proz. der Festigkeit der angelassenen. Die Dehnung der gehärteten Stähle war auch bei Rotglut gleich 0.

BERNDT

**Guy L. Bunch.** Enlargement of cast iron by heat-treatment. Amer. Mach. 56, 841, 1922, Nr. 23. Aus einem 12" Gußeisengeschloß wurden sechs Probestäbe entnommen, von denen drei unbehandelt blieben, während die anderen drei zusammen mit dem Geschloßkörper einer Wärmebehandlung (Erhitzung auf Kirschrotglut) unterzogen wurden. Nach dieser wurden drei weitere Probestäbe entnommen. Während die unbehandelten Stäbe eine Festigkeit von 300 Pf. hatten, wiesen die wärmebehandelten eine um 15 Proz. und die zum Schluß entnommenen um 12 Proz. höhere Festigkeit auf. Die wärmebehandelten Probestäbe zeigten ferner eine Vergrößerung des Durchmessers (von 1,129") um 0,005 bis 0,0075", sowie eine geringe Längenzunahme.

BERNDT

**H. J. French.** Strength and Elasticity of Boiler Plate at Elevated Temperatures. Chem. and Metallurg. Eng. 26, 1207—1209, 1922, Nr. 26. Aus vier verschiedenen Kesselblechplatten wurden die Flachstäbe parallel zur Walzrichtung entnommen und ihre mechanischen Eigenschaften bei verschiedenen Temperaturen bis 400° bestimmt. Die Zerreißfestigkeit nimmt bis etwa 95° ab, erreicht darauf einen Höchstwert bei 290° (bei dem Material geringster Festigkeit liegt er bei 250°); bei 370 bis 400° werden etwa dieselben Werte wie bei Zimmertemperatur erhalten. Die Proportionalitätsgrenze erreicht im allgemeinen ein Maximum bei 150°; bei dem Material höchster Festigkeit bleibt sie dagegen bis 175° konstant. Die Dehnung nimmt bis 95° nur wenig ab und hat bei 245° ein Minimum. Ähnlich verhält sich die Querkontraktion, die bei 465° größer als bei Zimmertemperatur ist.

BERNDT

**Richard Baumann.** Versuche mit Weicheisen. ZS. d. Ver. d. Ing. 66, 825—826, 1922, Nr. 35. Die Versuche erfolgten an einem Weicheisen mit 0,06 Proz. C bei Temperaturen zwischen 18 und 600°. Bei Zimmertemperatur ist die Proportionalitätsgrenze 1582 und die Elastizitätsgrenze 1400 kg/cm<sup>2</sup>. Die Streckgrenze sinkt bis 200° und ist von 300° ab nicht mehr ausgeprägt. Die Zugfestigkeit hat ein Maximum bei 200°, wobei die bei weichem Flußeisen üblichen Werte erreicht werden; die Dehnung nimmt bis 100° von 36,0 auf 15,8 Proz. ab und steigt dann rasch zu sehr hohen Werten während die Querschnittszusammenziehung bei 200° ein Minimum aufweist. Die Kerbschlagfestigkeit, die bei 18° etwa 10 mkg/cm<sup>2</sup> beträgt, hat bei —3° nur einen Wert von 2,8 mkg/cm<sup>2</sup>; sie besitzt bei 100° ein Maximum, bei 400 bis 500° ein Minimum und steigt dann stark an (auf etwa 15 mkg/cm<sup>2</sup> bei 600°). Das Weicheisen verhält sich also in bezug auf seine Festigkeit und Kerbzähigkeit im wesentlichen wie weiches Flußeisen.

BERNDT



**Karl Daeves.** Rostfreie Stähle. Stahl und Eisen **42**, 1315—1320, 1922, Nr. 34. S. 1148.] BERNDT.

**J. Reimann.** Die Verwendbarkeit des Molybdäns zur Veredlung von Aluminiumlegierungen. ZS. f. Metallkde. **14**, 195—203, 1922, Nr. 5. Die ternären Al-Mo-Fe-Legierungen zeigten einen unbrauchbaren, brüchigen Gefügebestandteil. Al-Mo-Mg-Legierungen (mit dem für technische Zwecke zu hohen Mo-Gehalt von bis 9 Proz.) hatten peritektisches Gefüge und teilweise große Härte oder Zähigkeit. Für die eigentlichen Versuche wurden ternäre Legierungen mit 0,2, 0,4, 0,7 und 1 Proz. Mo; 4 und 6 Proz. Mg; 1, 2 und 3 Proz. Cu oder Ni; 2, 4, 6, 8 und 10 Proz. Zn hergestellt, die in eisernen vorgewärmten Formen gegossen wurden. Die Mg-Legierungen waren schwer zu gießen, die mit Cu rissen leicht, die mit Ni und Zn lunkerten stark. Die Mg-Legierungen ließen sich gut polieren, die anderen Legierungen ließen sich im allgemeinen gut drehen, schmierten aber beim Feilen; die Zn-Legierungen hatten die beste Bearbeitbarkeit, sie wurde bei allen durch das Walzen auffallend verbessert. Der Mo-Gehalt vergrößert die Härte etwas bei den Mg-Legierungen, stark bei denen mit 0,4 bis 0,7 Proz. Cu (während sie bei größerem Gehalt wieder abnimmt), sehr wenig bei denen mit Ni und Zn; bei letzteren ist der Zn-Gehalt weit wirksamer. Die Brauchbarkeit als Lagermetall wurde mit steigendem Gehalt an Mo oder Zusatzmetall etwas verbessert; im ganzen waren die Legierungen aber doch als Lagermetall wenig geeignet, obwohl sie ein dafür brauchbares Gefüge aufwiesen. Die Kerbzähigkeit wird durch Mg-Zusatz stark, bei den anderen Legierungen weniger herabgedrückt; nur bei denen mit Zn liegt sie höher. Die Mg-Legierungen ließen sich des Mo-Gehaltes wegen nicht, die Cu-, die Zn- und vor allem die Ni-Legierungen dagegen gut walzen. Auf die Festigkeit hat das Mo bei den Cu-Legierungen keinen, bei denen mit Ni und Cu einen etwas verbessernden Einfluß; auf die Dehnung war ein solcher zu bemerken. Alle Legierungen zeigen peritektische Al-Mo-Kristalle und Seigerung. Schon bei geringem Mg-Gehalt tritt das Eutektikum Al-Al<sub>3</sub>Mg<sub>4</sub> auf; bei tieferer Abkühlung erleiden die Mg-haltigen Mischkristalle eine eutektoide Aufspaltung, wodurch Kornverfeinerung auftritt. In den Cu-Legierungen tritt von 3 Proz. Cu an das Eutektikum Al-Al<sub>2</sub>Cu und gleichzeitig die Verbindung Al<sub>2</sub>Cu in fadenwurmigen Primärkristallen auf. In den Ni-Legierungen findet sich das Eutektikum Al-Al<sub>3</sub>Ni. Bei allen Legierungen ließen sich durch die elektrische Leitfähigkeit Nachhärtungserscheinungen nachweisen, wobei der Kurvenverlauf allerdings für die einzelnen Legierungen verschieden ist. Die erhoffte Verkleinerung des Schmelzintervalls ist bei den ternären Legierungen nicht aufgetreten. BERNDT.

**Walther v. Selve.** Nickel, sein Vorkommen, seine Herstellung und Verwendung. Werkzeugmasch. **26**, 422—425, 1922, Nr. 22/23. [S. 1150.] BERNDT.

**Robert W. Daniels.** Duralumin for Gearing. Amer. Mach. **57**, 62—65, 1922, Nr. 2. Es werden zunächst kurz die Geschichte und die Eigenschaften des Duralumins unter Anführung der Abnahmevorschriften der nordamerikanischen Marine und des Marine-Luftfahrwesens dargestellt, sowie einige Angaben über Herstellung, Veredlung und Bearbeitung gemacht. Daraus wird abgeleitet, daß Duralumin ein ideales Material für Automobilschnecken sein müßte, vorausgesetzt, daß es sich auch in bezug auf die Abnutzung und seine Verwendung im Lager günstig verhält, zumal seine Dichte nur  $\frac{1}{3}$  von der der Bronze ist, es hohe Festigkeit und Elastizitätsgrenze, sowie homogene Struktur und gleichmäßige Härte besitzt. Lager aus Duralumin haben sich gegenüber solchen aus Lagermetall gut bewährt, falls die Umdrehungszahl nicht 70/Min. und die Belastung nicht 200 Pfund/Quadratzoll übersteigt. Schnecken aus

Duralumin haben sich ferner im praktischen Betriebe jahrelang als sehr gut erwiesen; dabei zeigte sich, daß das Schmieröl völlig frei von metallischen Spänen war, was auf sehr geringe Abnutzung schließen läßt. Dieses günstige Verhalten macht das Duralumin auch für andere Zahnräder geeignet.

BERNDT.

**C. Diegel.** Elektrische und Schmelzflammen-Schweißung unter Berücksichtigung von Schweißdrähten mit Umhüllung. Stahl und Eisen **42**, 1305—1315, 1922, Nr. 34. Zu den Versuchen wurde ein Siemens-Martin-Blech mit 0,06 Proz. C und 0,475 Proz. Mn und der sich als gut bewährende Kjellbergdraht mit 0,09 Proz. C verwendet. Seine Umhüllung bestand aus Eisenoxydul, Eisenoxysilikat und Manganoxydul mit etwas Calciumcarbonat und Kohlepulver und als Bindemittel Natronwasserglas; sie soll schlackenbildend und auch desoxydierend wirken. Bei der Schmelzflammen-Schweißung erwies sie sich auf jeden Fall als nachteilig, wobei eine günstige Wirkung anderer Umhüllungen nicht ausgeschlossen, wenn auch unwahrscheinlich ist. Die elektrischen Schweißungen waren zwar gelungen, doch blieb ihre Zähigkeit weit hinter der bei Schmelzflammen-Schweißung erreichten zurück; andererseits war im ersten Fall Bruchfestigkeit und -dehnung größer (die Biegezugfestigkeit aber kleiner). Ihre größere Sprödigkeit ist wahrscheinlich auf die Aufnahme von N zurückzuführen, die auch metallographisch nachzuweisen war.

BERNDT.

**Alfred Schob.** Festigkeitsuntersuchungen an elektrischen Isolierstoffen. I. Einfluß verschiedener Preßdrucke und Oberflächenbeschaffenheit bei Normalstäben. Elektrot. ZS. **43**, 1086—1088, 1922, Nr. 34. An Isolierstoffen aus Warm- und Kaltpreßmaterialien (letztere zum Teil mit Kondensationsprodukten) wurde der Einfluß verschieden hohen Preßdruckes (30 Proz. unter oder über dem normalen Druck) und des Vorhandenseins oder Fehlens der Preßhaut auf die Martensprobe [mit einer Biegespannung von 50 kg/cm<sup>2</sup> und einer solchen, die gleich der halben Bruchbiegespannung (bei Zimmerwärme)] sowie auf Warmbiegeversuche (mit den gleichen Spannungen) untersucht. Außerdem wurde die Schlagbiegefestigkeit bei +20° und —20° sowie die Kugeldruckhärte bei 50 und 25 kg Druck geprüft. Dabei ergibt die Martensprobe bessere Durchschnittswerte als die Warmbiegeprobe. Aus den im einzelnen tabellarisch mitgeteilten Versuchswerten folgt, daß sich ein erheblicher und gesetzmäßiger Einfluß des Preßdruckes im Gesamtmittel der Versuche nicht erkennen läßt. Dasselbe gilt für die einzelnen Materialien; nur bei den warmgepreßten zeigt sich ein Anstieg der Werte bei der Martensprobe und der Schlagbiegefestigkeit, während die Ergebnisse der Härte- und der Warmbiegeprobe auch hier Unregelmäßigkeiten aufweisen. Die Proben mit Preßhaut liefern im Gesamtmittel für Biege- und Schlagbiegefestigkeit höhere Werte als ohne Preßhaut, während sich bei der Härte keine Unterschiede zeigen. Am deutlichsten macht sich der Einfluß der Preßhaut wieder bei den warmgepreßten Materialien bemerkbar. Eine ausführlichere Veröffentlichung ist in Aussicht gestellt.

BERNDT.

**Albert Defant.** Die Bestimmung der Turbulenzgrößen der atmosphärischen Zirkulation außertropischer Breiten. S.-A. Wien. Ber. **130** [2a], 383—403, 1921, Nr. 7/8. Vgl. diese Ber. S. 307.

SCHEEL.

**W. Herz und Paul Schuftan.** Physikalisch-chemische Untersuchungen an Tetralin und Dekalin. ZS. f. phys. Chem. **101**, 269—285, 1922, Nr. 3/4. Tetralin und Dekalin finden als Lösungsmittel, Brenn- und Kraftstoffe und als Schmiermittel in der chemischen Industrie sehr viel Verwendung, darum ist es wichtig, ihre physikalischen Konstanten zu kennen. Bestimmt wurden Siedepunkt, ebullioskopische

Konstante, spezifische Wärme, Schmelzpunkt, Dichte, innere Reibung, Oberflächenspannung, Dampfdruck. Berechnet wurden die kritische Dichte, kritische Temperatur und kritisches Molvolum. Weiter wurden Verteilungsversuche gemacht zwischen Wasser und Tetralin bzw. Dekalin, mit Jod, Quecksilberchlorid, Essigsäure und Pikrinsäure.

RONA.

**Merle L. Dundon and W. E. Henderson.** Measurement of solubility by floating equilibrium. The solubility of lead acetate. Journ. Amer. Chem. Soc. **44**, 1196—1203, 1922, Nr. 6. Verf. bestimmen die Löslichkeiten von  $\text{Pb}(\text{C}_2\text{H}_3\text{O}_2)_2 \cdot 3\text{H}_2\text{O}$  in Wasser von  $0^\circ$  bis  $50^\circ$  und die Dichten der gesättigten Lösungen; der Prozentgehalt dieser Lösungen steigt in diesem Intervall von 16,5 bis 67,6 Proz. wasserfreies Salz. Die Analyse der Lösungen geschieht teilweise gewichtsanalytisch, zum größeren Teil aber mit einer Schwimmermethode: eine abgewogene Menge der Lösung wird bei  $25^\circ$  so lange mit Wasser verdünnt, bis ein Schwimmer eben nicht mehr schwimmt. Der Gehalt dieser Normallösung ist bekannt und eine einfache Rechnung ergibt mit Hilfe der gewogenen Menge zugefügten Wassers den Gehalt der zu untersuchenden Lösung. Die Genauigkeit dieser raschen und bequemen analytischen Methode wird zu  $\pm 0,1$  Proz. angegeben. — Ihre Übereinstimmung mit gewichtsanalytischen Kontrollanalysen wird erst bei den höchsten Temperaturen schlechter; dies wird auf die — auch sonst schon vermutete — Bildung von basischem Salz zurückgeführt.

EBERT-Würzburg.

**Andrew Mc Keown.** The influence of electrolytes on the solubility of nonelectrolytes. Journ. Amer. Chem. Soc. **44**, 1203—1209, 1922, Nr. 6. Die Löslichkeit von Äther in Wasser und in NaCl-Lösungen wechselnder Salzkonzentration ist neuerdings bei  $15^\circ$  und  $25^\circ$  gemessen worden. Verf. erhält durch Anwendung der van't Hoff'schen Reaktionsisochore die Lösungswärmen von Äther in diesen Mitteln; für Wasser beträgt sie 5635 cal, für 25proz. NaCl-Lösung rund 3000 cal. Eine Deutung dieses Verhaltens wird auf zweierlei Wegen versucht. Zuerst werden kinetische Betrachtungen Langmuir's über Elektronendampfgleichgewichte im Vakuum auf die Lösungsgleichgewichte übertragen. Sie liefern die einfache Beziehung zwischen den Sättigungskonzentrationen  $s_1$  und  $s_2$  zweier Ätherlösungen in verschiedenen Salzlösungen und den zugehörigen Lösungswärmen  $Q_1$  und  $Q_2$ :  $RT \log \frac{s_1}{s_2} = Q_1 - Q_2$ ;

die Übereinstimmung der so berechneten Differenzen mit denen der nach van't Hoff ermittelten Werte ist erträglich; Verf. glaubt hiermit die Anwendbarkeit der einfachen Langmuir'schen Annahmen auch für Lösungen erwiesen zu haben. — Dann benutzt

er eine ähnlich früher von Rothmund aufgestellte Beziehung für  $\log \frac{s_1}{s_2}$ , die die

Aktivitäten der Ionen  $\text{Na}^+$  und  $\text{Cl}^-$  enthält. Diese Größen entnimmt er aus der neuen Zusammenstellung von Harned (s. diese Ber. S. 694). Er berechnet hieraus Einflüßzahlen der beiden Ionen und findet, daß die aussalzende Wirkung fast ausschließlich vom Anion herrühren muß.

EBERT-Würzburg.

**B. S. Neuhausen.** Die Löslichkeit von Gasen in Flüssigkeiten. Journ. Phys. Chem. **26**, 553—557, 1921, Juni. Es wird nachgewiesen, daß die für die Löslichkeit von  $\text{NH}_3$ ,  $\text{HCl}$ ,  $\text{CO}_2$  und  $\text{SO}_2$  im Wasser aufgestellte Formel  $V = K(P \cdot \sigma/P_0)^{1/n}$  auch die Löslichkeit dieser Gase im Alkohol und  $\text{CH}_3(\text{OH})$  darstellt. Ferner werden die Zahlenwerte der Konstanten  $K$  und  $1/n$  für die drei Lösungsmittel angegeben, und es wird darauf hingewiesen, daß  $K$  für jedes Gas und jedes Lösungsmittel einen anderen Wert hat, der sehr wahrscheinlich von der Mischbarkeit des verflüssigten Gases mit



dem Lösungsmittel abhängt, während  $1/n$  beim  $\text{NH}_3$  für alle drei Lösungsmittel und bei  $\text{HCl}$  für die beiden Alkohole übereinstimmt. Versuche, diese Konstante in Beziehung zu verschiedenen physikalischen Eigenschaften der Flüssigkeiten oder Gase zu bringen, waren erfolglos. \*BÖTTGER.

**E. C. Wente.** The sensitivity and precision of the electrostatic transmitter for measuring sound intensities. Phys. Rev. 19, 498—503, 1922, Nr. 5. [S. 1165.] KUNZE.

**G. Schweikert.** Eine nochmalige Erwiderung zur Arbeit des Herrn Uller über Tonerzeugung. ZS. f. Phys. 8, 208—210, 1922, Nr. 3. Es wird festgestellt, daß die Erwiderung des Herrn Uller nichts enthält, was die Kritik des Verf. aufhobe. Unrichtige Darstellungen aus einer früheren Arbeit des Verf. werden korrigiert und nochmals genauer besprochen. SCHWEIKERT.

**G. W. Stewart.** Theory of Acoustic Wave Filters: The Limiting Frequencies of Transmission. Phys. Rev. (2) 19, 401, 1922, Nr. 4. Die in einer früheren Arbeit (diese Ber. 2, 729, 1921) gegebene Theorie eines Schallfilters wird erweitert, so daß sie drei Filtertypen umfaßt, nämlich solche Filter, die nur einen bestimmten Frequenzbereich, solche, die nur niedrige und solche, die nur hohe Frequenzen durchlassen. Die Grenzfrequenzen sind gegeben durch

$$f_1 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{M_2 C_2}}, \quad f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{M_1 + 4 M_2}{M_1 M_2 (4 C_1 + C_2)}}.$$

Für  $M$  und  $C$  bestehen die Gleichungen

$$\frac{M d^2 X}{dt^2} = P e^{i\omega t} \quad \text{und} \quad \frac{X}{C} = P e^{i\omega t},$$

wo  $X$  die Volumenänderung und  $P$  die Druckdifferenz ist.

KUNZE.

**Paul E. Sabine.** Diffraction Effects in Sound Absorption Measurements. Phys. Rev. (2) 19, 402, 1922, Nr. 4. Die Schallabsorptionskoeffizienten verschiedener Materialien sind bisher bestimmt worden, indem man Prüfstücke des Materials in einen Raum bekannter Absorptionskraft brachte und die Hörbarkeitsdauer eines bekannten Schalles beobachtete. Neuere Versuche zeigen, daß die Absorptionsfähigkeit von stark absorbierendem Material eine Funktion der Fläche des Prüfstückes, seiner Gestalt und auch seiner Lage zu anderen absorbierenden Flächen ist, wenn die Abmessungen nicht groß zur Wellenlänge sind. Diese Versuche erstreckten sich auf Töne von 128 bis 4096 Schwingungen und Prüfstücke von 0,14 bis 10 m<sup>2</sup>. Bei 1024 Schwingungen ist die Absorption von Filz ein Maximum und nimmt pro Flächeneinheit mit Vergrößerung der Fläche ab, im äußersten Falle bis zu ungefähr 1:3. Dieser Effekt trat auch bei anderen Frequenzen auf. Lange, enge Formen von 3,3 m<sup>2</sup> zeigten eine etwa 50 Proz. größere Absorption als gleichgroße quadratische Stücke. Ähnliche Beobachtungen wurden beim Durchgang von Schall durch rechteckige Öffnungen verschiedenen Flächeninhaltes gemacht. Die Versuche weisen auf Brechungserscheinungen des Schalles beim Durchgang durch schmale Öffnungen hin und legen gewisse Einschränkungen bei der Definition des Absorptionskoeffizienten nahe.

KUNZE.

**Edward C. Wente.** The thermophone. Phys. Rev. (2) 19, 333—345, 1922, Nr. 4. Wenn man durch einen Wollastondraht oder eine Metallfolie, die in einem kleinen Behälter eingeschlossen sind, einen Wechselstrom, der einem Gleichstrom übergelagert ist, leitet, so entstehen durch die wechselnde Erwärmung Schallschwingungen. Es

werden Formeln abgeleitet für den Maximalwert der Druckschwankungen in dem Apparat. Zur experimentellen Prüfung wurden die Eichkurven eines Kondensator-telephons aufgenommen, das durch vier verschiedene Thermophone nacheinander erregt wurde. Die Kurven stimmen mit einer unabhängig davon durch einen anderen Tonerzeuger (pistonphone, Phys. Rev. 10, 48, 1917) vorgenommenen Eichung gut überein. Da die Druckschwankungen der Thermophone über einen weiten Frequenzbereich konstant sind, können diese Instrumente gut für die Eichung von Schallempfängern benutzt werden. Bei dem einen Element war die Folie aus Gold  $0,79 \cdot 10^{-5}$  cm dick und hatte eine Oberfläche von  $5,5 \text{ cm}^2$ , während der Behälter  $14 \text{ cm}^3$  groß war; bei einem anderen Element mit Wollastondraht betrug die Drahtdicke  $0,0003$  cm, die Länge  $1$  cm und der Behälterraum  $1 \text{ cm}^3$ . Verf. schlägt vor, die Thermophone auch für die Messung der Wärmeleitfähigkeit von Gasen zu verwenden, da hierbei keine Schwierigkeiten durch Konvektionsströme auftreten. KUNZE.

**Thornton C. Fry.** Theorie des binauralen Hörens nebst einer Erklärung der Hornbostel-Wertheimerschen Konstante. Phys. ZS. 23, 273–277, 1922. Nr. 14. Die Phasendifferenz, die an zwei auf einem größten Kreis einer starren Kugel liegenden Punkten entsteht, wenn eine einfache Sinuswelle, von einer punktförmigen Quelle ausgehend, auf die Kugel auftrifft, hatte Hartley (Phys. Rev. 13, 373, 1919) für verschiedene Frequenzen, Einfallswinkel und Entfernungen der Quelle berechnet; dabei wurde, um die Verhältnisse denen des Kopfes beim Hören mit freiem Ohr anzunähern, für den Umfang der Kugel  $55$  cm und für den Winkelabstand der beiden Punkte  $165^\circ$  angenommen. Es ergab sich, daß für  $90^\circ$  Einfallswinkel und unendliche Entfernung die Phasendifferenz  $P$  nicht proportional der Frequenz  $n$ , sondern langsamer wächst. Die Weglänge  $l_f$ , die der Phasendifferenz  $P$  auf einem hindernisfreien Schallwege entsprechen würde, nimmt daher mit steigender Frequenz ab. Nun hatten v. Hornbostel und Wertheimer (Berl. Ber. 1920, S. 388) experimentell gefunden, daß ein Schall allemal in  $90^\circ$  seitlich gehört wird, wenn der Wegunterschied  $d$  zu den beiden Ohren gleich  $21$  cm ( $= k$ ) ist. Verf. erklärt diesen Befund, sofern er für Knälle erhoben worden ist, daraus, daß „der Hauptenergiebetrag für kurze Impulse — wie die Entwicklung in ein Fouriersches Integral zeigt — im Bereich hoher Frequenzen liegt“, für die auch die Werte von  $l_f$  sich  $21$  cm annähern. Die Hartleysche Theorie, daß der scheinbare Winkel  $\varphi$  bedingt sei durch die Phasendifferenz, die gleichzeitig an beiden Ohren besteht, wenn ein einfacher Ton unter dem Einfallswinkel  $\alpha = \varphi$  auf den Kopf auftrifft, wird für zusammengesetzte Klänge und Geräusche erweitert: es wird gezeigt, daß die Beziehungen der Phasen (und Amplituden) der durch Fourieranalyse errechneten harmonischen Komponenten einer Welle identisch sind mit den Beziehungen der Phasen (und Amplituden) einfacher Töne von denselben Frequenzen, wie die der betreffenden rechnerischen Komponenten. Verf. nimmt an, daß beim Hören mit freiem Ohr der Kopf die Schallwelle so verzerrt, wie er die einzelnen Fourierschen Komponenten verzerren würde, daß also die den — rechnerischen — Teiltonfrequenzen zukommenden Phasenunterschiede an den Ohren gleichzeitig bestehen; diese müssen dann nach der Hartleyschen Theorie alle denselben scheinbaren Winkel ergeben. Wird der Schall dagegen durch Röhren, also ohne Verzerrung, den Ohren zugeführt, so sind die Phasendifferenzen den Frequenzen einfach proportional, und jeder Teilton müßte in anderer Richtung gehört werden. Daß das tatsächlich nicht geschieht, wird dadurch erklärt, daß der Beobachter die Richtungsunterschiede unbewußt ausgleiche. v. HORNBOSTEL.

**E. V. Henry.** The Analysis of Simple Periodic Curves by a Projection Method with Special References to Estuary Tidal Problems. Phys. Rev.

(2) 19, 409—410, 1922, Nr. 4. Der Verf. wendet zur Analyse der Ebbe- und Flutkurven in großen Bassins wie die Mündung des St. Lawrencestromes nicht die harmonische Analyse, sondern ein optisches Projektionsverfahren an. Hierbei kann eine Zeichnung auf irgend eine beliebig zu ihren Grundlinien geneigte Ebene mit Hilfe eines parallelen Lichtbündels projiziert werden, wobei die drei die Lage bestimmenden Winkel festgestellt werden. Es gelang, die Gezeitenkurve einer Station am St. Lawrencestrom durch Projektion in die irgend einer anderen weiter oberhalb befindlichen Station umzuwandeln. Dasselbe gelang für andere große nordamerikanische Buchten. Die harmonische Analyse zeigte dagegen die Verwandtschaft der Kurven verschiedener Stationen einer Bucht nicht klar. In einem anderen Fall war es möglich, mit nur zwei Winkeln auszukommen, wobei der eine Winkel konstant blieb, der andere sich mit der Gezeitenperiode änderte. Der variable Winkel zeigte nach 56 Gezeitenperioden eine Wiederholung seiner Kurve.

KOENIGSBERGER.

**G. Armellini.** Sopra l'integrabilità del problema dei due corpi di masse variabili. *Lincoln Rend.* (5) 31 [1], 170—173, 1922, Nr. 5.

SCHEEL.

**S. Timoschenko.** On the torsion of a prism, one of the cross-sections of which remains plane. *Proc. of the London Math. Soc.* (2) 20, 389—397, 1922, Nr. 5. In der St. Venantschen Theorie der Verdrehung von stabförmigen Körpern beschränkt man sich auf die Angabe der Spannungsverteilung ohne Rücksicht darauf, in welcher Weise die Momente sich auf den Stab übertragen. Die Querschnitte verwinden sich mit Ausnahme des kreisförmigen Querschnittes. Gelegentlich der Untersuchung der Spannungszustände von symmetrisch belasteten auf Torsion beanspruchten Stäben, auf die ein Drehmoment im mittleren Querschnitt und zwei halb so große Momente in den Endquerschnitten einwirken, hat man bemerkt, daß hier ein Fall der Torsion vorliegt, bei dem ein Querschnitt des Stabes eben bleibt. Aus Symmetriegründen muß nämlich der mittlere Querschnitt eines derart belasteten Stabes eben bleiben. Dieser scheinbare Widerspruch mit den Aussagen der St. Venantschen Theorie hat bereits in der technischen Literatur Anlaß zu verschiedenen Bemerkungen (man vergleiche die Aufsätze von Eggenschwieler, *Bauing.* 1922, Heft 1 und 2, und von Maillart, *Schweiz. Bauzeitung* 1922, S. 254) gegeben. S. Timoschenko weist darauf hin, daß hier das Ebenbleiben des mittleren Querschnittes durch zusätzliche Spannungen erzwungen wird, mit denen man sich sonst bei der Behandlung von Torsionsaufgaben nicht näher zu beschäftigen pflegt. Es handelt sich beispielsweise bei dem von Timoschenko herausgegriffenen Fall um ein zusätzliches System von Kräften oder Spannungen, das über einen Querschnitt verteilt, sich selbst das Gleichgewicht hält. Es ist über einen Querschnitt derart verteilt anzubringen, daß die Verwindung desselben verschwindet. Aus zwei in entgegengesetzter Richtung verdrehten Stäben, deren Endquerschnitte künstlich eben erhalten werden, läßt sich nach ihrer Zusammenfügung der von Timoschenko ins Auge gefaßte Beanspruchungsfall erzeugen (wobei allerdings die Torsionsspannungen im Innern des Stabes, wo sie verschwinden müßten, verbleiben). In der Praxis spielt die Verdrehung eines flachen Stabes von rechteckigem Querschnitt bei der Biegung des Doppel-T-Trägers eine Rolle. Timoschenko berechnet unter einfachen Annahmen über das Verteilungsgesetz der Zusatzspannung, die aus einem Gleichgewichtssystem von über den mittleren Stabquerschnitt verteilter Normalspannung besteht, die Störung im St. Venantschen Spannungszustand und insbesondere die Verminderung des Verdrehungswinkels des flachen Stabes, der sich als eine für die Praxis zu merkende Folge der verhinderten Verwindung des Mittelquerschnittes ergibt.

NÁDAL.



**S. Timoschenko.** A membran analogy to flexure. Proc. of the London Math. Soc. (2) **20**, 398—407, 1922, Nr. 5. Die Lösung des Torsionsproblems eines Stabes hat L. Prandtl auf die Bestimmung der Gestalt einer durch einen gleichmäßigen Druck belasteten Haut zurückgeführt, die man sich über einem mit der Randkurve des Querschnittes zusammenfallenden Rahmen ausgespannt zu denken hat. S. Timoschenko bringt auch das Biegeungsproblem eines Stabes mit der Randwertaufgabe einer dünnen Haut in Beziehung. Wenn die Hauptträgheitsachsen des Querschnittes in die Bieungsrichtung fallen, sind die beiden Schubspannungskomponenten nämlich bis auf eine willkürliche Funktion die partiellen Ableitungen einer „Spannungsfunktion“  $\varphi$ . Diese genügt der Differentialgleichung einer dünnen Haut, die einem veränderlichen Druck ausgesetzt ist. Im Falle einer Ellipse, eines Rechtecks und eines Dreiecks kann die willkürliche Funktion so gewählt werden, daß die Spannungsfunktion  $\varphi$  auf der Randkurve des Querschnittes konstante Werte annimmt. Recht brauchbare Ausdrücke für  $\varphi$  lassen sich nach Ritz-Rayleigh aufstellen. Man schreibt die Grenzbedingungen befriedigende Ansätze für  $\varphi$  an und bestimmt ihre Beiwerte so, daß die potentielle Energie des auf der Membran lastenden Druckes und ihre Oberflächenenergie ein Minimum werde. Timoschenko vergleicht die so erhaltenen Werte der Spannung mit den aus den strengen Wertelösungen berechneten und findet eine sehr gute Übereinstimmung. Bei dieser Gelegenheit stellt er einige Zahlen in den von St. Venant berechneten Tafeln für die Spannungsverteilung im rechteckigen Querschnitt richtig. NÁDAI.

**S. P. Timoschenko.** On the Forced Vibrations of Bridges. Phil. Mag. (6) **43**, 1018—1019, 1922, Nr. 257. Einen Anhaltspunkt, wie man sich die größte Durchbiegung einer in erzwungene Schwingungen geratenen Brücke berechnen kann, gibt Timoschenko an. Als eine der Hauptursachen für die Erzitterungen von eisernen Brücken großer Spannweite wird der unvollkommene Massenausgleich des Triebwerkes der Lokomotive betrachtet. Man kann in erster Näherung die Brücke als einen frei aufliegenden Stab konstanten Trägheitsmomentes betrachten und nach den Bieungsschwingungen fragen, die eine über den Stab mit einer konstanten Geschwindigkeit dahinfahrende Last von periodisch veränderlicher Stärke in ihm erzwingt. Wenn die Periode der Grundschiwingung, die wohl als die maßgebenste zu betrachten ist, mit dieser Periode zusammenfällt, tritt Resonanz ein. Die Amplituden wachsen bis zum Augenblick, in dem die Lokomotive die Brücke verläßt. Die zu diesem Zeitpunkt gehörende Amplitude berechnet Timoschenko. NÁDAI.

**T. J. I'A. Bromwich.** Kinetic Stability. Phil. Mag. (6) **43**, 70—72, 1922, Januar, Nr. 253. Beanstandung von Bemerkungen von Jeans zu Stabilitätsbedingungen, die er in seinem Adams Prize Essay benutzt. Sie führen zu der Folgerung, daß ein dynamisches System instabil werden mußte, wenn es auf ein gleichmäßig rotierendes Achsensystem bezogen wird. NÁDAI.

**S. H. Anderson.** A Catenary loaded at one Point. Phys. Rev. (2) **16**, 363—364, 1920, Nr. 4. Wenn auf einem schweren Seil eine Last hängt, setzt sich die Kettenlinie aus zwei Ästen mit einem Knick zusammen. Der Fall hat praktische Bedeutung für Seilbahnen großer Spannweite, etwa für die Waldbahnen zur Förderung von Holzstämmen. Bestimmung des Durchhanges unter der wandernden Last und der zulässigen Last für ein gegebenes Seil. NÁDAI.

**H. M. Westergaard and W. A. Slater.** Moments and stresses in slabs. S.-A. Proc. Amer. Concrete Institute **17**, 124 S., 1921, Nr. 32. Mit Unterstützung des Bureau

of Standards geben H. M. Westergaard und W. A. Slater eine zusammenfassende Schrift über die Bieigungsprobleme der ebenen rechteckigen Platte heraus. Nach einer sehr vollständigen historischen Übersicht, welche die Literatur zur Platten-theorie von Lagrange und Navier bis 1921 enthält, werden die von den verschiedenen jüngeren Bearbeitern veröffentlichten Ergebnisse der Rechnung vergleichend zusammengestellt, wobei sich im allgemeinen eine sehr gute Übereinstimmung der auf verschiedenem Wege ermittelten Zahlen ergibt. Den Bieigungsfall der sogenannten Pilzdecke, einer unendlich ausgedehnten Platte, welche in einem rechteckigen Gitter von Punkten aufruhet, behandelt Westergaard im Anschluß an eine größere Arbeit des Dänen Nielsen mit der Differenzenrechnung. Er berechnet den Verlauf der Momente für die Punktstützung als Grenzfall und für eine Reihe von Belastungsfällen, in welchen die Einspannung der Platte an den Säulenköpfen berücksichtigt wird. Zu diesem Zweck legt er um die Säulen eine Ringlast auf die Platte auf, bis die Tangenten der elastischen Fläche in eine Ebene fallen. Er vergleicht die Ergebnisse der mit der Methode der Differenzenrechnung gewonnenen Spannungen mit denen, die Lavoine bereits im Jahre 1872 durch eine Doppelsumme angegeben hat und findet Übereinstimmung. Ihre Rechnungen scheinen die amerikanischen Ingenieure für Betonplatten unter der Annahme einer verschwindenden Querdehnungszahl zu machen, durch welche sich die Formeln stark vereinfachen. Er ermittelt Spannungskurven, wenn der Einspannungskreis vergrößert wird. — An den rechnerischen Bericht schließt sich eine sehr vollständige Zusammenstellung der Versuche an, die an bewehrten Platten gemacht worden sind. Die Versuche mit allseitig aufliegenden quadratischen und rechteckigen Eisenbetonplatten von C. Bach und Graf werden dazu benutzt, um die Ergebnisse der von den dänischen Ingenieuren Nielsen und Suenson ausgearbeiteten Verfahren auch experimentell zu stützen. Das Verzeichnis zählt mehr als zwei Dutzend Festigkeitsversuche an mehrfelderigen Deckenkonstruktionen auf, die über die Großzügigkeit des technischen Versuchswesens in den Vereinigten Staaten Zeugnis ablegen und die Bedeutung der Klärung der mit der Beanspruchung der durchlaufenden Decken zusammenhängenden Fragen erkennen lassen. Im Bericht sind auch Mitteilungen über Versuche von Slater mit Betonbalken und Decken enthalten.

NÁDAL.

**R. J. Roark.** Über die Festigkeit von angeschweißten Deckeln. Mech. Engineering, New York, 44, 225—230, 1922. Verf. setzte röhrenförmige Gefäße von 400 mm Durchmesser, 3 m Länge und 9,5 mm Wandstärke unter Druck. Den Verschuß der Röhren bildeten gewölbte Deckel. Die Kreppe der Böden war auf ihrer Stirnseite, wo sie verstemmt zu werden pflegt, elektrisch an den Mantel angeschweißt. Einige Deckel waren angenietet. Von den untersuchten Gefäßen waren zwei Eisenbetonröhren mit drei Armaturen. Als Folge der übermäßigen Beanspruchung der Gefäße durch den Druck sprangen bei zwei Behältern die Deckel wegen der Überschreitung der Bieigungsfestigkeit in dem abgebogenen Rand ab, in fünf Fällen riß die geschweißte Längsnaht der Röhre auf, in zwei Fällen mußten die Versuche wegen der Undichtigkeit unterbrochen werden. Die Risse begannen in den Längsnähten, dort, wo Flanschen auf den Mantel befestigt waren. Die Verschärfung der Beanspruchung des Zylindermantels durch die Biegung an seinen Enden, die von der gehinderten Querausdehnung wegen der angenieteten oder angeschweißten Deckel herührt, deutet der Verf. an, ohne auf ihre genauere Abschätzung einzugehen. Die schwächsten Stellen waren entweder die Längsnaht oder die Stellen der stärksten Umbiegung in den gewölbten Deckeln, während die Schweißstellen zwischen Mantel und Boden bis zu den angewandten Drucken standhielten.

NÁDAL.

**G. D. Fish.** Die Biegungsbeanspruchung ebener Deckel. Mech. Engineering, New York, 44, 165—170, 1922. Verf. gibt Formeln an, die er zur Berechnung der Köpfe großer Gasmaschinenzylinder verwendet. Er bestimmt die Durchbiegungen und die Spannungen einer frei aufliegenden kreisförmigen Platte, die unter einer ringförmig verteilten Last verbogen wird. Aus diesem Belastungsfall können alle Sonderfälle abgeleitet werden, die eine Bedeutung für die Beanspruchung der Zylinderdeckel haben. Da er sich auf die Platten konstanter Stärke beschränkt, sind seine Formeln mit den von Clebsch und Grashof angegebenen identisch. NÁDAI.

**C. Rodgers.** On the Vibration and Critical Speeds of Rotors. Phil. Mag. (6) 44, 122—156, 1922, Nr. 259, Juli. Untersucht werden die kritischen Drehzahlen freigelagerter elastischer Wellen, mit in ihrer Mitte aufgekeilten Trommeln oder Scheiben. Der Verf. unterscheidet zwei Schwingungsarten. Bei der ersten schwingt der Rotor mit paralleler Achse, bei der zweiten pendelt die Achse. Die entsprechenden Drehzahlen werden als „erste“ und „zweite“ kritische Zahlen bezeichnet. Verschiedene der von Rodgers untersuchten Fälle kritischer Drehzahlen sind ausführlich durch Chree, Stodola, Morley und Jeffcott behandelt worden. Er bestimmt erst die vorerwähnten Drehzahlen in bekannter Weise. Ein bemerkenswerter Fall der Schwingung ergibt sich, wenn die Stetigkeit der Welle wegen einer eingeschnittenen Keilnut nicht gleich in allen Ebenen ist. Ein sekundäres Maximum der Schwingungsauslässe tritt unter einer Drehzahl ein, welche gleich der Hälfte der ersten kritischen ist. Einen weiteren Grund zur Entstehung von großen Schwingungen kann ein mit der Zeit periodisch wechselndes Drehmoment bilden. (Auf diese Ursachen haben bekanntlich L. Prandtl und O. Föppl hingewiesen.) Die Schwingungen mit einer Pendelung der Achse der rotierenden Scheibe oder Trommel entstehen wegen unvollkommenen Massenausgleiches oder unsymmetrischen Wellenabmessungen. NÁDAI.

**P. Cormack.** Harmonic Analysis of Motion transmitted by Hooke's Joint. Phil. Mag. (6) 44, 156—160, 1922, Nr. 259, Juli. Harmonische Analyse des durch ein Hookesches Gelenk angetriebenen Wellenteiles. NÁDAI.

**Herbert E. Ives and T. L. Dowey.** An apparatus for studying the motion of relays. Journ. Opt. Soc. Amer. 6, 391—397, 1922, Nr. 4. Die Kontakte des zu untersuchenden Relais werden beleuchtet; das Schattenbild wird mittels einer Linse auf einen rotierenden Film geworfen. Der Apparat, zu dem noch einige Hilfsvorrichtungen (wie beim Oszillographen) gehören, kann z. B. zum Studium von Prallerscheinungen dienen. SALINGER.

**H. Reimann.** Die Verwendbarkeit des Molybdäns zur Veredlung von Aluminiumlegierungen. ZS. f. Metallkde. 14, 195—203, 1922, Nr. 5. [S. 1125.] BERNDT.

**Eugene C. Bingham.** Cutting fluids. Amer. Mach. 56, 958—961, 1922, Nr. 26. Verf. weist darauf hin, daß die bei der Metallbearbeitung gebrauchten Öle namentlich auch eine gute Adhäsion haben müssen. Diese wird stark durch Verunreinigungen beeinflusst und durch freie Säure vergrößert. Deshalb sind Öle mit hoher Restaffinität, also solche, die Ölsäure oder Schwefel enthalten, am besten. In Kurventafeln werden die Fluiditäten und Viskositäten verschiedener Ölsorten sowie die Schwankungen im Kraftgebrauch bei der Benutzung verschiedener Schmieröle gegeben. BERNDT.

**Richard Baldus, Eberhard Buchwald und Rudolf Hase.** Zur Geschichte der Richtwirkungs- und Peilversuche auf den Flugplätzen Döberitz und Lärz. Jahrb. d. drahtl. Telegr. 15, 99—101, 1920, Heft 2. [S. 1163.] BUCHWALD.



**Eberhard Buchwald** und **Rudolf Hase**. Über Richtempfangsversuche im Flugzeug. Jahrb. d. drahtl. Telegr. **15**, 101—113, 1920, Nr. 2. [S. 1163.] BUCHWALD.

**Eberhard Buchwald**. Über die Wirkung von Schellers drahtlosem Kursweiser auf das Flugzeug. Jahrb. d. drahtl. Telegr. **15**, 114—122, 1920, Nr. 2. [S. 1163.] BUCHWALD.

**Richard Baldus** und **Rudolf Hase**. Energetische Messungen im Hertzschen Felde der Flugzeugantenne. Jahrb. d. drahtl. Telegr. **15**, 354—391, 1920, Nr. 5. [S. 1164.] BUCHWALD.

#### 4. Aufbau der Materie.

**Maximilian Camillo Neuburger**. Die Genesis der Elemente. Phys. ZS. **23**, 133—136, 1922, Nr. 6. Das in einer früheren Arbeit (ZS. f. phys. Chem. **99**, 454—473, 1921, Nr. 6) angegebene Kernmodell wird unter besonderer Berücksichtigung der genetischen Verhältnisse auf die Elemente der Ordnungszahlen 1 bis 21 angewendet. Es wird für jede Atomart eine spezielle Angabe über den Aufbau der Atomkerne gemacht. Als Basis dienen die experimentellen Ergebnisse von E. Rutherford über die Konstitution der Atomkerne von Stickstoff und Sauerstoff. NEUBURGER.

**Ernest Rutherford**. Electricity and matter. Journ. Inst. Electr. Eng. **60**, 613—618, 1922, Nr. 310. SCHEEL.

**Niels Bohr**. Der Bau der Atome und die physikalischen und chemischen Eigenschaften der Elemente. ZS. f. Phys. **9**, 1—67, 1922, Nr. 1/2. Der vorliegende Vortrag — gehalten am 18. Oktober 1921 — entwickelt weiter die bereits nach der Voranzeige ausführlich referierten (diese Ber. **2**, 987, 1921) Gedanken Bohrs über die Anwendung des Korrespondenzprinzips auf Atomstabilität. Ein erster Abschnitt bespricht die Vorgeschichte und endet mit der Formulierung des Themas: „Wie kann ein Atom gebildet werden durch sukzessive Einfangung und Bindung der einzelnen Elektronen in dem den Kern umgebenden Kraftfeld?“ Der zweite erhält die Grundzüge von dem, was sich über solche Einfangvorgänge aus den Linienspektren ablesen läßt, insbesondere die Einführung des Korrespondenzgedankens. Der dritte Abschnitt entwickelt unter Benutzung der spektralen und chemischen Indizien die Konfigurationen der Elektronenbahnen durch das periodische System hindurch; der vierte behandelt die in den Röntgenspektren sichtbar werdenden inneren Austauschvorgänge. Die ungemein gedankenreiche Arbeit ist, da es sich vielfach um sorgfältige Abwägung hypothetischer Verhältnisse handelt, nicht kurz zu referieren, sondern muß in der sorgfältigen Formulierung des Originaltextes nachgelesen werden. KOSSEL.

**Maurice L. Huggins**. Atomic Radii. Phys. Rev. (2) **18**, 333, 1921. Nr. 4. Voranzeige zum folgenden. KOSSEL.

**Maurice L. Huggins**. Atomic Radii. I. Phys. Rev. (2) **19**, 346—353, 1922, Nr. 4. Unter „Atomradius“ soll der Abstand vom Atommittelpunkt zu den die Bindung vermittelnden Elektronen verstanden werden. Von diesen wird angenommen, daß sie stets zu Paaren vereinigt seien, und zwar zunächst an den Punkten, wo kugelförmig gedachte Atome sich berühren würden. So erhält in Diamant und Zinkblende jedes Atom ein Tetraeder von Paaren, in Pyrit jedes Fe ein Oktaeder, jedes S ein Tetraeder. In den Alkalihalogeniden werden die Paare tetraedrisch in Raumdiagonalen

gelegt, das Prinzip der Anordnung auf kürzesten Verbindungslinien wird aufgegeben, „die Atmosphären überschneiden sich“. — Verf. schlägt vor, in solchen Kristallen den Ausdruck „Atomradius“ überhaupt zu vermeiden. Die Möglichkeiten, in Kalkspat Paare anzuordnen, werden durchgesprochen, schließlich ausführlich (in acht Punkten) ausgeführt, in welcher Weise der Atomradius — Abstand Kern-Elektronenpaar — desselben Elements durch äußere Bedingungen verändert werden könne. KOSSEL.

**A. C. Lunn.** Atomic Constants and Dimensional Invariants. Phys. Rev. (2) 19, 265, 1922, Nr. 3. Die ganz kurze Inhaltsangabe läßt nicht viel mehr entnehmen, als bereits auf Grund des Titels zu vermuten ist, nämlich, daß der Verf. Dimensionsbetrachtungen anstellt, welche sich hauptsächlich mit den von der neueren Atomtheorie gelieferten Daten befassen. A. SMEKAL.

**Richard Gans.** Zur Optik des Wasserstoffs nach dem Bohr-Debyeschen Modell. ZS. f. Phys. 9, 81—91, 1922, Nr. 1/2. Der Verf. berechnet in enger Anlehnung an die Sommerfeldsche Behandlungsweise (Elster-Geitel-Festschrift 1915, S. 549) alle für die Optik des Wasserstoffs charakteristischen Konstanten auf Grund des Bohr-Debyeschen Modells. Er erhält für die Winkelgeschwindigkeit  $w$  der Elektronen nach der Quantentheorie  $4,542 \cdot 10^{16} \text{ sec}^{-1}$ , aus der Dispersion und „Refraktion“ (Dispersion für  $\lambda = \infty$ ) nach den Messungen von M. Kirn (diese Ber. 2, 576, 1921) 4,301 bzw.  $4,501 \cdot 10^{16}$ , aus der Dielektrizitätskonstante nach den beiden Werten von Rohmann und Tangl  $4,420$  bzw.  $4,491 \cdot 10^{16}$ . Dadurch, daß der Verf. nicht so wie Kirn die theoretische Dispersionsformel bereits mit dem dritten Gliede abbricht, erhält er mit obigem Werte von  $w$  eine fast vollkommene Übereinstimmung, nur der Wert für  $\lambda = 1826 \text{ \AA}$  (äußerstes Ultraviolett von Kirnschen Messungen) zeigt eine bedeutendere Abweichung. Dies wird darauf zurückgeführt, daß für so kurze Wellen die theoretischen Grundlagen der Dispersionsformel nicht mehr zutreffen sollen. — Den Tyndalleffekt findet der Verf. für den von Strutt bei Bogenlicht gefundenen Depolarisationsgrad von 0,0173 für  $\lambda = 410 m\mu$ , in guter qualitativer Übereinstimmung mit der mittleren maßgebenden Wellenlänge dieser Messungen. Die etwa halb so großen Werte für den Depolarisationsfaktor, welche Born und Gerlach berechnet und zuungunsten des Modells gedeutet hatten (diese Ber. 2, 1296, 1921), glaubt er auf einen Rechenfehler zurückführen zu sollen. — Schließlich wird auch noch die elektrische Doppelbrechung ermittelt. Die Kerrkonstante ändert bei ungefähr  $\lambda = 485 m\mu$  ihr Vorzeichen; hier wäre  $H_2$  im elektrischen Felde also isotrop. Um zwei Beispiele herauszugreifen: für  $\lambda = 726 m\mu$  ist die Kerrkonstante  $1,200 \cdot 10^{-16}$ , für  $\lambda = 156 m\mu$  hingegen  $-2,813 \cdot 10^{-14}$ , also in jedem Falle unmeßbar klein. A. SMEKAL.

**R. D. Kleeman.** An electrical doublet theory of the nature of the molecular forces of chemical and physical interaction. Phys. Rev. (2) 18, 303—312, 1921, Nr. 4. Der Verf. nimmt an, daß die Atome als elektrische Bipole aufgefaßt werden können und erläutert auf Grund dieser Vorstellung, jedoch ohne ausreichende mathematische Rechtfertigung die verschiedenen Arten der Wechselwirkung geladener und ungeladener Partikel. Seine Ausführungen können in jeder Hinsicht als durch die neuere Entwicklung überholt gelten, was unter anderem auch daraus entnommen werden mag, daß sein jüngstes Literaturzitat aus dem Jahre 1911 stammt. A. SMEKAL.

**H. A. Kramers.** Zonnestelsels en Atomen. Physica 2, 174—190, 1922, Nr. 6. Holländische Übersetzung eines vor „Astronomisk Selskab“ am 21. November 1921 gehaltenen populären Vortrages, der die bekannte Parallele zwischen Atom und Sonnensystem zum Gegenstande hat. A. SMEKAL.

**M. Born.** Über das Modell der Wasserstoffmolekel. Die Naturwissenschaften **10**, 677—678, 1922, Nr. 31. Der Verf. hebt zunächst hervor, daß das kürzlich von Eucken (Die Naturwissenschaften **10**, 533, 1922, Nr. 23) vorgeschlagene Wasserstoffmolekülmodell, bei dem die Elektronen zwischen den Kernen nahezu geradlinig pendeln, während letztere um ihren Schwerpunkt rotieren, abgelehnt werden muß, weil es den Prinzipien der Quantentheorie, insbesondere dem Adiabatenprinzip widerspricht. Er gelangt hingegen zu einem brauchbar scheinenden Modell auf folgende Art: Läßt man sich zwei Wasserstoffatome so weit einander nähern, daß sie in merkliche Wechselwirkung treten, so kann man letztere nach der Störungstheorie (Born und Pauli, diese Ber. S. 1111) berechnen, wenn man berücksichtigt, daß man es hierbei mit einem mehrfach entarteten System zu tun hat. Von den vier Typen von Bahnen „mit einfachen Periodizitätseigenschaften“ zeigt sich nur jener brauchbar, bei dem die Bahnebenen der beiden Elektronen um ihre Kerne unter  $60^\circ$  gegeneinander geneigt sind und die Elektronen sich gleichzeitig stets an homologen Stellen ihrer Bahnen befinden. Nimmt man an, daß das so für großen Kernabstand konstruierte Molekül auch bei entsprechender Annäherung der Kerne stabil bleibt, so zeigt sich, daß man ein der (bisher mangelnden) Übereinstimmung mit der Erfahrung günstiges Trägheitsmoment und eine ebensolche Dissoziationswärme erwarten kann. Läßt man die beiden Kerne zusammenfallen, so erhält man die Bohrsche Parheliumkonfiguration, was auch zugunsten des Modells gedeutet werden kann. — Als besonders wichtig wird vom Verf. hervorgehoben, daß sich bei der Annäherung der Atome von selbst Phasenbeziehungen zwischen den Elektronen herstellen; daß dies in allen Fällen geschehen muß, wo gleichartige Atome zusammentreten, spricht dafür, daß sich z. B. der von Landé (diese Ber. S. 664) am Diamantmodell eingeführte Gittersynchronismus auf die Prinzipien der Quantentheorie stützen lassen wird.

A. SMEKAL.

**Maximilian Camillo Neuburger.** Das Meitnersche Kernmodell als Grundlage einer Beziehung zwischen Reichweite und Gesamtzahl der Kernbausteine der  $\alpha$ -Strahler. ZS. f. phys. Chem. **99**, 327—331, 1921, Nr. 5. Die theoretisch erhaltenen Werte der Reichweite zeigen gegenüber den experimentell bestimmten Werten im Mittel eine Abweichung von höchstens 1 Proz. NEUBURGER.

**Maximilian Camillo Neuburger.** Ein neues Kernmodell. ZS. f. phys. Chem. **99**, 454—473, 1921, Nr. 6. Ausführliche Darstellung einer neuen Auffassung über den Aufbau der Atomkerne. Die abgeleitete allgemeine „Kernformel“ gilt für alle Atomarten.

NEUBURGER.

**Maximilian Camillo Neuburger.** Über das Atomgewicht des Isoheliums. Phys. ZS. **23**, 145—146, 1922, Nr. 7. Es wird durch Heranziehung unseres Kernmodells das Atomgewicht des Isoheliums auf theoretischem Wege berechnet. Falls das Isohelium tatsächlich existieren sollte, so würde sein Atomgewicht den Wert  $A = 3,001$  haben.

NEUBURGER.

**Maximilian Camillo Neuburger.** Über die Existenz von Isotopen der Actiniumzerfallsprodukte und das Meitnersche Kernmodell. ZS. f. anorg. u. allgem. Chem. **120**, 150—158, 1921, Nr. 2. Unter besonderer Berücksichtigung der experimentellen Ergebnisse von St. Meyer wird die Möglichkeit der Existenz von nur sehr schwach strahlenden Umwandlungsprodukten einer Zweigreihe von Radiumactinium behandelt.

NEUBURGER.

**N. Bohr.** On the Selection Principle of the Quantum Theory. Phil. Mag. (6) **43**, 1112—1116, 1922, Nr. 258, Juni. [S. 1106.]

SMEKAL.



**Marcel Brillouin.** Atome de Bohr. Fonction de Lagrange circumnucléaire. *C. R.* **173**, 639—641, 1921, Nr. 16. *Journ. de phys. et le Radium* (6) **3**, 65—73, 1922, Nr. 3. [S. 1114.]

**P. Ehrenfest und G. Breit.** Ein bemerkenswerter Fall von Quantisierung. *ZS. f. Phys.* **9**, 207—210, 1922, Nr. 4. [S. 1106.]

**Victor Trkal.** A general condition for the quantisation of the conditionally periodic motions with an application for the Bohr atom. *Proc. Cambr. Phil. Soc.* **21**, 80—90, 1922, Nr. 2. [S. 1107.]

**A. Sommerfeld.** The evaluation of quantum integrals. *Journ. Opt. Soc. Amer.* **18**, 251—253, 1922, Nr. 3. [S. 1117.]

**Edwin C. Kemble.** The evaluation of quantum integrals. *Proc. Nat. Acad.* **7**, 263—288, 1921, Nr. 10. [S. 1108.]

**Saul Dashman.** Some recent applications of the quantum theory to spectral series. *Journ. Opt. Soc. Amer.* **6**, 235—250, 1922, Nr. 3. [S. 1116.]

**Richard C. Tolman.** Review of the present status of the two forms of quantum theory. *Journ. Opt. Soc. Amer.* **6**, 211—228, 1922, Nr. 3. [S. 1116.]

**Paul S. Epstein.** Die Störungsrechnung im Dienste der Quantentheorie. I. Eine Methode der Störungsrechnung. *ZS. f. Phys.* **8**, 211—228, 1922, Nr. 4. [S. 1108.]

**Paul S. Epstein.** Die Störungsrechnung im Dienste der Quantentheorie. II. Die numerische Durchführung der Methode. *ZS. f. Phys.* **8**, 305—320, 1922, Nr. 5. [S. 1109.]

**Paul S. Epstein.** Die Störungsrechnung im Dienste der Quantentheorie. III. Kritische Bemerkungen zur Dispersionstheorie. *ZS. f. Phys.* **9**, 92—110, 1922, Nr. 1/2. [S. 1110.]

**Adolf Smekal.** Zur quantentheoretischen Deutung des radioaktiven Zerfalls. *Wien. Anz.* 1922, 129—133, Nr. 16. [S. 1105.]

**M. Born und W. Pauli jr.** Über die Quantelung gestörter mechanischer Systeme. *ZS. f. Phys.* **10**, 137—158, 1922, Nr. 3. [S. 1111.]

**Adolf Smekal.** Zur quantentheoretischen Deutung der  $\beta$ - und  $\gamma$ -Strahlungsemission. *ZS. f. Phys.* **10**, 275—302, 1922, Nr. 5. [S. 1157.]

**Paul S. Epstein.** On the principles of the theory of quanta. *Proc. Amsterdam* **23**, 1193—1205, 1922, Nr. 8. [S. 1112.]

**J. D. Ellis.** Über die Deutung der  $\beta$ -Strahlspektren radioaktiver Substanzen. *ZS. f. Phys.* **10**, 303—307, 1922, Nr. 5. [S. 1157.]

**S. V. Raman.** Diffraction by Molecular Clusters and the Quantum Structure of Light. *Nature* **109**, 444—445, 1922, Nr. 2736. [S. 1175.]

**Leigh Page.** Radiation from a Group of Electrons. *Phys. Rev.* (2) **19**, 423—424, 1922, Nr. 4. [S. 1115.]

**N. Bohr.** Über die Serienspektren der Elemente. *ZS. f. Phys.* **2**, 423—469, 1920, Nr. 5. [S. 1184.]

**Dorothy Wrinch.** On the Orbits in the Field of a Doublet. *Phil. Mag.* (6) **3**, 993—1014, 1922, Nr. 257, Mai. [S. 1113.]

SMEKAL.

**Panchanan Das.** On the Disturbed Electron orbits in an Electro-magnetic field. Bull. Calcutta Math. Soc. **12**, 203—208, 1922, Nr. 4. [S. 1117.]

**Brajendranath Chuckerbutti.** The Non-radiating Electronic Orbits and the Normal Zeeman Triplet. Bull. Calcutta Math. Soc. **12**, 221—224, 1922, Nr. 4. [S. 1117.]

**Adolf Smekal.** Versuch einer allgemeinen einheitlichen Anwendung der Quantentheorie und einer Quantentheorie der Dispersion. Wiener Anz. 1922, 79—81, Nr. 10. [S. 1104.]

**Richard Becker.** Über den Starkeffekt bei Alkalien. ZS. f. Phys. **9**, 332—348, 1922, Nr. 5. [S. 1185.]

**Paul D. Foote, F. L. Mohler and W. F. Meggers.** A Significant Exception to the Principle of Selection. Phys. Rev. (2) **19**, 422, 1922, Nr. 4. [S. 1105.]

**Edmond Bauer.** Sur le champ électromagnétique des trajectoires stationnaires de Bohr. C. R. **174**, 1335—1338, 1922, Nr. 21. [S. 1115.]

**Gregor Wentzel.** Funkenlinien im Röntgenspektrum. Ann. d. Phys. (4) **66**, 437—462, 1921, Nr. 23. [S. 1186.]

**Adolf Smekal.** Über die Absorptionskanten der *L*-Serie. ZS. f. Phys. **3**, 243—246, 1920, Nr. 4. [S. 1186.] SMEKAL.

**Arthur H. Compton.** A Possible Origin of the Defect of the Combination Principle in X-Rays. Phys. Rev. (2) **18**, 336—338, 1921, Nr. 4. [S. 1186.] KOSSEL.

**E. H. Riesenfeld und G.-M. Schwab.** Über Ozon. Ber. d. D. Chem. Ges. **55**, 2088—2099, 1922, Nr. 7. Als Ausgangsprodukt diente durch Elektrolyse gewonnener und von Wasserstoff und Wasserdampf sorgfältig befreiter Sauerstoff. Dieser wurde im Ozonisator mit 500 Per. Wechselstrom behandelt und dadurch zu 10 bis 15 Proz. in Ozon umgewandelt. Das so erhaltene Sauerstoff-Ozon-Gemisch wurde in evakuierten, mit flüssiger Luft gekühlten Glaskügelchen kondensiert. Es bildete sich eine dunkelblaue Flüssigkeit, die durch Evakuieren, wobei hauptsächlich Sauerstoff verdampfte, konzentriert wurde. Hierbei schied sich die Flüssigkeit in zwei Phasen, von denen die obere, dunkelblau gefärbte, eine Lösung von Ozon in Sauerstoff, die untere, tiefviolett-schwarze, eine Lösung von Sauerstoff in Ozon ist. Diese gesättigte Lösung von Sauerstoff in Ozon, die man bisher vielfach fälschlich für reines Ozon hielt, enthält bei der Temperatur des flüssigen Sauerstoffs ( $-183^{\circ}$ ) immer noch etwa 30 Proz. Sauerstoff und hat einen Dampfdruck von weniger als 1 mm. Mit steigender Temperatur nimmt die gegenseitige Löslichkeit der beiden Phasen zu. Die Temperatur der vollständigen Löslichkeit beträgt  $-158^{\circ}$ . Zur Reindarstellung des Ozons wird der letzte Sauerstoff aus der Ozonphase durch Absaugen entfernt, wobei die Temperatur etwa  $30^{\circ}$  über die Siedetemperatur des Sauerstoffs gesteigert wird. In dem so gewonnenen Produkt wurde das Verhältnis von aktivem zu inaktivem Sauerstoff bestimmt und zu 1:2 ermittelt. Ferner wurden mit demselben Dampfdruckbestimmungen nach Dumas ausgeführt. Es wurde das Molekulargewicht 48 gefunden. Das konzentrierte gasförmige Ozon, ein intensiv blaues Gas, wurde in Glaskügelchen eingeschmolzen und der Zerfall kolorimetrisch beobachtet. Im Gegensatz zu früheren Beobachtungen zeigte es, wenn man durch Wahl großer Gefäßdimensionen den Wandzerfall möglichst verminderte und alle Katalysatoren (Wasser, Platin, Eisen u. v.) ausgeschlossen blieben, eine auffallende Stabilität. Ozon-Sauerstoff-Gemische von weniger als etwa 20 Proz. Ozongehalt erwiesen sich bei Atmosphärendruck als unexplosiv. Mehr als 20 Proz. Ozon kann in der Explosionspipette durch Funkenzündung zur Explosion gebracht

werden. Während verdünntes Ozon hierbei quantitativ in Sauerstoff zerfällt, bleiben bei nahezu reinem Ozon nachweisbare Mengen Ozon zurück. Diese stehen also bei der Explosionstemperatur (für reines Ozon berechnen sich etwa  $4000^{\circ}$  abs.) mit Sauerstoff in thermischem Gleichgewicht, was mit den Forderungen des Nernstschen Theorems in Einklang steht.

RIESENFELD.

**Max Trautz und Walter Stäckel.** Über den Zerfall des Chlors in die Atome. S. f. anorg. Chem. **122**, 81—131, 1922, Nr. 2. Der Zerfallsgrad des Chlors ist bei  $200^{\circ}$ ,  $1240^{\circ}$  und  $1280^{\circ}$  bzw. 1,50 Proz. ( $\pm 0,20$ ), 2,10 Proz. ( $\pm 0,12$ ), 3,05 Proz. Als Grenze des kontinuierlichen Absorptionsstreifens wurde 390 bis  $420 m\mu$  gefunden. Dies entspricht nach der Trautzschen „Ungefähr“beziehung (ZS. f. anorg. Chem. **95**, 1, 1916; **102**, 118, 1918)  $q_0 = Ah\nu$  die Zerfallswärme 67 500 bis 73 000 cal. Als Zerfallswärme des Chlors wurde aus dem Temperaturkoeffizienten und aus dem absoluten Wert  $71\,000 \pm 3000$  cal erhalten. Auch die Dampfdichtebestimmungen von Meyer ergeben diesen Wert. Außer beim Wasserstoff sind die heute bekannten Werte der angenommenen Werte der Zerfallswärme der Elemente beim Zerfall in Atome der Wurzel aus dem Atomgewicht umgekehrt proportional:  $Q_0 = 5,78 \cdot 10^5 / \sqrt{M}$ . BÜTTGER.

**Yutao Yamada.** On the Orbital Motion of Electrons in Atoms and X ray reflection. Science Rep. Tōhōku Univ. **10**, 423—431, 1921, Nr. 5. Bekanntlich hat Leby (Ann. d. Phys. **46**, 809, 1915) bei der Berechnung der Zerstreuung der Röntgenstrahlen durch die Elektronen der Atome die Voraussetzung benutzt, daß die klassische elektromagnetische Ausstrahlung nur von jener Beschleunigung herrührt, welche die Elektronen durch die einfallende Welle erhalten. Später hat Schott (vgl. diese Ber. **2**, 87, 1921) insbesondere die Energieverteilung der gestreuten Strahlung betrachtet und gefunden, daß monochromatische Primärstrahlung durch die so berechnete Zerstreuung in eine Reihe von Komponenten zerlegt wird. — Der Verf. untersucht zunächst ausführlich die relativen Intensitäten dieser Streukomponenten. Ist  $\nu$  die Primärfrequenz und  $\omega$  die Umlauffrequenz eines einzelnen streuenden Elektrons, so ist die Sekundärstrahlung zusammengesetzt aus den Frequenzen  $\nu$ ,  $\nu \pm \omega$ ,  $\nu \pm 2\omega$ , ... Für den Fall einer Beobachtungsrichtung senkrechten Primärstrahlung sind deren relative Intensitäten  $I_1, I_2, \dots$  beispielsweise für  $Q/\lambda = 0,338$  ( $Q$  Elektronenbahnradius,  $\lambda$  Primärlängeneinheit) und bei zu beiden Richtungen unter  $45^{\circ}$  geneigter Elektronenbahnebene willkürlichen Einheiten: 67, 115, 236, 95, 17, ..., bei Mittelbildung über alle möglichen räumlichen Lagen der Bahnebene: 178, 213, 176, 51, 7, ... (bewegen sich zwei der mehrere Elektronen in der gleichen Bahn, so fallen einige Satelliten fort). Der Verf. meint, daß diese Komponenten möglicherweise trotz der geringen Intensität der Ausstrahlung mittels der Kristallanalyse gefunden werden könnten. — Betrachtet man die Reflexion monochromatischer Primärstrahlung  $\nu$  an einer Kristallfläche, so ist der reflektierte Strahl ja nichts anderes als zur Interferenz gelangte Streustrahlung. Während die zentrale Komponente  $\nu$  stets interferiert, ist dies für die Satelliten nur dann möglich, wenn zwischen benachbarten Atomen des Kristallgitters feste Phasenbeziehungen bestehen, da die Phasen der Satelliten von jenen der Atome abhängen. Der Verf. stellt unter der speziellen, willkürlichen Voraussetzung, daß die Phasen sämtlicher Atome (deren es in seinem Beispiele nur eine Art gibt) gleich sind, die Bedingungen für die Interferenz fest: die Satelliten erscheinen nicht unter dem ihrer Frequenz entsprechenden „Glanzwinkel“, sondern unter einem davon verschiedenen. Der Verf. hebt namentlich mit Hinweis auf das Diamantproblem (vgl. D. Coster, diese Ber. **1**, 897, 1920; N. H. Kolkmeier, **2**, 27, 1921; A. Landé, **3**, 664, 1922) die Bedeutung der Feststellung eines Synchronismus der Elektronenbewegungen für den Aufbau der Kristallgitter hervor.

A. SMEKAL.



**M. Polanyi.** Röntgenographische Bestimmung von Kristallanordnungen. Die Naturwissenschaften **10**, 411—416, 1922, Nr. 16. Als ein wichtiges Ergebnis der Röntgenstrahlenuntersuchungen hat sich herausgestellt, daß die kristalline Materie sämtliche Übergänge von gänzlich ungeordneter und wirrer Lage der Einzelkristallite bis zur völlig einheitlichen Parallelstellung aller Subindividuen im wohlgebildeten makroskopischen Kristall zeigt. Eine besondere Rolle spielen nach den Untersuchungen von Scherrer, sowie Herzog und Jancke axiale Anordnungen, bei denen die Kriställchen sämtlich mit einer Hauptachse oder ausgezeichneten Richtung einander parallel stehen. Solche Anordnungen bezeichnet man als Faser- bzw. Blättchentextur, je nachdem die Einzelkristallite mehr säuligen, stengeligen oder tafeligen, blätterigen Bau besitzen. Daß eine kristallinische Masse Faserbau besitzt, erkennt man am Auftreten eines charakteristischen Faserdiagrammes. Es entsteht nämlich im monochromatischen Röntgenlicht auf einer zum Primärstrahl senkrechten photographischen Platte ein Beugungsmuster, das aus Punkten (bzw. Streifen) besteht, die den Primärfleck in doppelt symmetrischer Anordnung umgeben. Die Einzelheiten der vorhandenen Faserstruktur sind dann nach zwei Richtungen zu klären: 1. ob einfacher oder mehrfacher Faserbau vorliegt, 2. welche kristallographische Richtung (bzw. welche Richtungen) parallel zur Faserachse liegt. So hat sich z. B. gezeigt, daß hartgezogener Cu-Draht eine zweifache Faserstruktur aufweist, indem die Kristalle zum Teil nach der Richtung [100], zum Teil nach [111] parallelgestellt sind, was dasselbe bedeutet, daß im Drahtquerschnitt nur (100)- und (111)-Ebenen liegen. Die Untersuchungsmethode benutzt letztere Tatsache. Durch eine geeignete Vorrichtung wird der zu untersuchende Draht kontinuierlich im monochromatischen Röntgenlicht um eine zur Drahtachse senkrechte Richtung so weit gedreht, bis die selektiven Reflexionen an den Ebenen des Drahtquerschnittes auftreten. Solche zeigen sich z. B. am Cu-Draht, wenn der Strahl unter den bestimmten Glanzwinkeln  $\alpha_{111}$  und  $\alpha_{100}$  auf den Querschnitt auftrifft. Aus den Intensitätsverhältnissen kann ersehen werden, wie viele Kristallite bei mehrfacher Faserung nach der einen oder anderen Richtung orientiert sind. Bei Cu-Draht zeigt sich, daß die Faserung nach [100] häufiger ist als die nach [111]. — Die Ergebnisse lassen sich insofern verallgemeinern, als in allen Fällen, wo eine kristallinische Masse einer plastischen Veränderung unterworfen wird, das Entstehen einer besonderen Orientierung der Kriställchen erwartet werden muß. Weitere Untersuchungen an hartgezogenen, gewalzten und gepreßten Metallen haben dies bestätigt, sogar das gewöhnliche Dehnen von Drähten wirkt in solchem Sinne. — Am Schluß berichtet der Verf. über interessante Versuche, den Orientierungswechsel der Kriställchen bei der plastischen Formänderung mit ihrer verfestigenden Wirkung in Beziehung zu setzen. Ohne auf die Ergebnisse hier näher einzugehen, sei bemerkt, daß sich bei der Dehnung das Kristallgitter in typischer Weise herumdreht und in ganz bestimmter Lage zur Dehnungsachse gerät.

SCHIEBOLD.

**J. A. Hedvall.** Studien über die durch verschiedene Herstellungsweise hervorgerufenen Eigenschaftsveränderungen einiger glühbeständiger Metalloxyde mit Hilfe von Röntgenstrahleninterferenz. ZS. f. anorg. Chem. **120**, 327—340, 1922, Nr. 4. Die Untersuchungen des Verf. machen es wahrscheinlich, daß die meisten Oxyde, auch die bisher als „amorph“ angesehenen, kristallinisch bzw. kryptokristallinisch oder dergleichen sind. Das gleiche gilt von den noch nassen oder bei Zimmertemperatur getrockneten Hydroxyden von Fe, Al, Co, Ni, Cu, Mg, Zn, Sn, Ti und Bi. Es hat sich beim Vergleichen der zu derselben Oxydart gehörenden Präparate herausgestellt, daß die Interferenzbilder trotz der verschiedenen Herstellungsart und der sehr wechselnden Eigenschaften innerhalb der Versuchsfehler die gleichen

ind, daß also nur eine Modifikation vorliegt. In den Fällen, wo die künstlichen Oxyde mit den entsprechenden Mineralien untersucht wurden, wie  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ -Eisenglanz,  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ -Magnetit,  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Korund,  $\text{ZnO}$ -Zinkit und  $\text{SnO}_2$ -Zinnstein wurde nachgewiesen, daß Mineral und hergestelltes Oxyd das gleiche Raumgitter besitzen. Das besonders für  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  sehr wechselnde Herstellungsmaterial beweist, daß keine direkte Beziehung zwischen den kristallographischen Daten des Oxyds und denen des Ausgangsmaterials besteht. Es ist nicht völlig ausgeschlossen, daß Umwandlungspunkte während der Erhitzung und Abkühlung passiert werden. Eine merkliche Umwandlung erscheint aber wenig wahrscheinlich. Mehrere Oxyde, die bei 600 bis 700° aus anderen Verbindungen hergestellt wurden, sind nachher kürzere oder längere Zeit auf 1000 bis 1500° erhitzt worden. Bei solcher Behandlung wurden die gewöhnlichen dauernden Veränderungen, wie z. B. Zunahme des spezifischen Gewichts, Farbenänderung und Schwerlöslichkeit in Säuren beobachtet, ohne daß ein Modifikationsumschlag gemäß der Röntgenuntersuchung in Frage käme. Vielmehr beruht die Gewichtszunahme auf Feuerschwund infolge Ausfüllung von Porenräumen, und die verschiedene Lösungsgeschwindigkeit auf einer Veränderung der äußeren Kristallbegrenzung. Beim Eisenoxyd konnten diese Erscheinungen mit Hilfe des Mikroskops besonders genau verfolgt werden. In sämtlichen Fällen erwies sich die schöne helle Orangefarbe mit der tafelförmigen Ausbildung der Kristalle zusammenhängend: das Pulver zeigt braune bzw. braunviolette Oberflächenfarbe. Die Unterschiede lassen sich durch die ungleichen Lichtabsorptionsverhältnisse erklären. Die dauernde Verdunklung der Farbe, die die orangeroten Blättchen beim andauernden Erhitzen befällt, muß mit einer Zerstörung des tafelförmigen Habitus zusammenhängen. Dies konnte in der Tat mikroskopisch nachgewiesen werden.

SCHIEBOLD.

**3. Schiebold.** Beiträge zur Auswertung der Laue-Diagramme. Die Naturwissenschaften **10**, 399—411, 1922, Nr. 16. Die Lauediagramme, als das ursprüngliche und klassische Hilfsmittel bei der röntgenographischen Untersuchung der Kristallstruktur, sind, obgleich sie heute durch die neueren Methoden der Röntgenographie an Wichtigkeit für den speziellen Zweck der Strukturbestimmung eingebüßt haben, doch infolge ihrer Eigenart bei einer großen Anzahl kristallphysikalischer und chemischer Probleme, sowie als wertvolle Ergänzung und Verfeinerung der anderweitigen röntgenographischen Verfahren mit Nutzen verwendbar. In der vorliegenden Arbeit versucht der Verf., einen Beitrag zur kristallographischen Auswertung auf elementarem Wege zu liefern, ohne natürlich bei der Kürze des zur Verfügung stehenden Raumes und in Anbetracht der äußeren Veranlassung eine erschöpfende Übersicht zu geben. Es werden nach kurzer Erläuterung der Herstellung der Diagramme und der kristallographischen Grundlagen die verschiedenen Methoden der Auswertung besprochen. Vor allem kommt es auf möglichst exakte Orientierung der Schiffe und der Diagramme und die Bestimmung des wirksamen Radius an. Die weitere Deutung kann entweder rein graphisch oder rein rechnerisch erfolgen. In der Praxis empfiehlt sich ein kombiniertes Verfahren. Im ersteren Falle handelt es sich um die Übertragung der „Reflexprojektion“ des Lauediagrammes in eine der üblichen kristallographischen Projektionsarten. Am geeignetsten ist die gnomonische Projektion. Mit Hilfe einfacher geometrischer Beziehungen unter Benutzung der rationalen Doppelverhältnisse lassen sich hier die Indizes der Interferenzpunkte bestimmen. Besonders ausführlich wird die Fundamentalaufgabe behandelt, die Elemente eines Kristalles aus den Laue-Diagrammen zu bestimmen, wenn infolge Fehlens geeigneter äußerer Kristallflächen die gewöhnlichen goniometrischen Methoden nicht anwendbar sind. Für isometrische Kristalle führt die rein graphische Auswertung mit Hilfe erstmalig vom Verf.

konstruierter Schablonen rasch zum Ziel. Die rechnerische Deutung der Diagramme empfiehlt sich besonders in komplizierteren Fällen oder wo es auf möglichst mechanische Auswertung vieler Interferenzpunkte ankommt. Es werden dazu allgemeine Transformationsformeln angegeben, die die Indizes als Funktionen von Glanzwinkel, Azimut, Durchstrahlungsrichtung und sonstiger Orientierung der Schliche ergeben. An Hand konkreter Beispiele wird die Praxis der verschiedenen Bestimmungsmethoden näher erläutert.

SCHIEBOLD

**W. H. Bragg.** The Structure of Organic Crystals. Proc. Phys. Soc. London **34** 33—50, 1921, Nr. 1. Die Arbeit zerfällt in zwei Teile. Im ersten experimentellen Teil zeigt der Verf., daß durch die Untersuchung mit Röntgenstrahlen eine Menge neuer und wertvoller Erkenntnisse bezüglich der linearen Dimensionen von organischen Kristallgittern gewonnen werden. Im zweiten Teil wird das Prinzip aufgestellt, daß der Benzolring und die durch Verkettung mehrerer solcher Ringe erhaltenen Gebilde (kondensierte Benzolringe) eine bestimmte Form und Größe haben, welche in den verschiedenen Kristallen nahezu konstant ist, ähnlich wie es nach Bragg für die „Atombereiche“ bei anorganischen Kristallen gilt. Mit Hilfe dieses Prinzips wird der Aufbau einer Anzahl organischer Substanzen wenigstens in allgemeinen Umrissen versucht. Es ist natürlich nicht möglich, im Rahmen eines Referats über die gewonnenen Ergebnisse erschöpfend zu berichten. — Die Untersuchung der Substanzen erfolgte teils mit der gewöhnlichen Bragg'schen Ionisationsmethode unter Drehung der Kristalle, teils mit der Debye-Scherrer-Methode, wobei an Stelle der photographischen Registrierung der Spektren die ionometrische Messung trat (vgl. Proc. Phys. Soc. **33**, 222, 1921, Juni). Dies ergibt neben der Lage der Spektren zugleich ihre relative Intensität, ohne nachträgliches Photometrieren. Die Genauigkeit beider Methoden ist ungefähr die gleiche wie die von gewöhnlichen kristallographischen Messungen. — Die bei der Debye-Scherrer-Methode schwierige Bestimmung der quadratischen Form wurde umgangen, indem aus den Angaben in P. v. Groths Chemischer Kristallographie auf Grund des Achsenverhältnisses  $a:b:c$  und der Achsenwinkel die Abstände der Netzebenen berechnet und mit den gemessenen verglichen wurden. Die Zahl der Moleküle im Elementarparallelepiped ließ sich durch direkte Messung der Röntgenperioden von natürlichen Kristallflächen in den meisten Fällen bestimmen. Nachfolgende Tabelle bringt die Ergebnisse.

Substanz	Kristallographie A.-V. $a:b:c$	$\angle \beta$	Kristall- system	$n$	Kantenlängen $a, b, c$ des Elementar- parallelepipeds	Koordinaten der Schwerpunkte
Naphthalin . . .	1,3777 : 1 : 1,4364	122° 49'	monoklin	2	8,34 Å 6,05 Å 8,69 Å	{ [000], [ $1\frac{1}{2} 2 0$ ]
Anthracen . . .	1,4220 : 1 : 1,8781	124° 24'	"	2	8,7 6,1 11,6	{ [000], [ $1\frac{1}{2} 2 0$ ]
$\alpha$ -Naphthol . . .	2,7483 : 1 : 2,7715	117° 10'	"	4	13,1 4,9 13,4	{ [000], [ $1\frac{1}{2} 2 0$ ]
$\beta$ -Naphthol . . .	1,3662 : 1 : 2,0300	119° 48'	"	4?	5,85 4,28 8,7	{ [ $00\frac{1}{2}$ ], [ $1\frac{1}{2} 2 0\frac{1}{2}$ ] wie $\alpha$ -Naphthol
Acenaphthen . .	0,5908 : 1 : 0,5161	90°	rhombisch	4	8,32 14,15 7,26	{ [000], [ $1\frac{1}{2} 2 0$ ]
$\alpha$ -Naphthylamin	—	90°	"	4	8,62 14,08 7,04	{ [ $01\frac{1}{2} 2\frac{1}{2}$ ], [ $1\frac{1}{2} 2 0\frac{1}{2}$ ]
Benzoesäure . .	—	97° 05'	monoklin	4	5,44 5,18 21,8	—

Die Gitter sind nicht einfache Molekülgitter, sondern das Elementarparallelepiped enthält stets zwei oder vier Moleküle, deren Schwerpunkte die in der letzten Spalte der Tabelle angegebene Lage einnehmen. Um die gegenseitige Lage der Moleküle festzulegen, geht Bragg von folgenden Daten aus, die durch einen Vergleich der Diamant



mit der Graphitstruktur gewonnen sind: Durchmesser (Entfernung zweier Kanten) des Benzolringes nahezu gleich wie die C-Ringe im Graphit (2,46 anstatt 2,50 Å); Abstand C—C = 1,42 Å, Durchmesser des C-Atoms 1,50, des O-Atoms 1,30, des H-Atoms 1,00 Å angenähert. Die C-Atome liegen somit nicht alle in einer Ebene, sondern je drei über, je drei in gleichem Abstand unter der Mittelebene. Damit wird die Länge des Naphthalinringes inklusive H-Atome in der  $\beta$ -Stellung:  $1,0 + 0,75 + 2,46 + 2,46 + 0,75 + 1,0 = 8,42$  Å; die Länge des Anthracenringes entsprechend =  $8,42 + 2,46 = 10,88$  Å. Bei Betrachtung der Dimensionen der zugehörigen Kristallgitter erkennt man, daß sich die Achsen  $a$  und  $b$  beim Hinzutreten eines neuen Ringes nicht wesentlich geändert haben, dagegen ist die  $c$ -Achse vergrößert und die Werte 8,69:11,6 Å stehen angenähert im Verhältnis der Längen der Ketten (8,42:10,88 Å). Die Moleküle liegen somit im Naphthalin und Anthracen parallel zur kristallographischen  $c$ -Achse. Da die Breite der Ringe in beiden Fällen nahezu 6,50 Å beträgt, können sie nicht in den (100)-Ebenen liegen, sondern sie müssen diagonale Lage haben. Dafür spricht auch das Fehlen der Spaltbarkeit nach (100). Aus ähnlichen Gründen liegen im Acenaphthen,  $\beta$ -Naphthol,  $\alpha$ -Naphthylamin die nach der Voraussetzung nahezu gleichlangen Molekülachsen (8,42 Å) in den Richtungen der Flächendiagonalen von bzw. 001, 100, 001, deren Länge sich aus den Gitterdimensionen zu 8,23, 8,31 und 8,25 Å berechnet. Beim  $\beta$ -Naphthol ist die halbe Diagonale von  $\{100\} = \sqrt{4,28^2 + 8,7^2} = 9,7$  Å, während der Doppelring + O-Atom des Hydroxyls die Länge  $8,42 + 1,30 = 9,72$  Å hat, also gut in diese Lage hineinpaßt. — Der Vorteil dieser Betrachtungsweise liegt offenbar. Es ist z. B. zur Bestimmung der Struktur des Anthracens nicht notwendig, die Koordinaten der 28 C- und 10 H-Atome einzeln festzulegen, sondern man braucht nur die gegenseitigen Lagen der fertigen Ringe gemäß der chemischen Strukturformel zu bestimmen, wodurch die Aufgabe sehr vereinfacht wird. Die genannten Resultate sind nur als Vorläufige zu betrachten, bis die weitere Prüfung der Hypothese an Hand umfangreicherer Materials ihre endgültige Berechtigung erwiesen hat. — (Naphthalin und Anthracen sind unter anderen auch von K. Becker und W. Jancke röntgenographisch untersucht worden, indem feines Kristallpulver durch Pressen parallel orientiert wurde. Als Gitterkonstanten fanden sich bei Naphthalin:  $a:b:c = 7,96:5,85:8,95$  Å,  $\beta = 116^\circ,50$ ; bei Anthracen entsprechend  $7,93:6,00:10,55$  Å,  $\beta = 119^\circ,80$ ; die Abweichungen von den genaueren Bragg'schen Werten könnten in der Hauptsache durch die Kantenverkürzung des Elementarkörpers unter dem äußeren allseitigen Druck veranlaßt sein. D. Ref.)

SCHIEBOLD.

W. Mc Keehan and P. P. Cioffi. The Crystal Structure of Mercury. Phys. Rev. (2) 19, 444—446, 1922, Nr. 4. Die Verf. benutzen die Debye-Scherrer-Methode, in der Abänderung nach Hull. Die Durchleuchtung geschah in einer Kamera, deren Konstruktion kurz beschrieben wird. Flüssige Luft wird in einem Vakuumgefäß zum Sieden gebracht und der Dampf durch eine Glasröhre, die als Dewarsches Gefäß ausgebildet ist, hindurchgeleitet. In diesem Luftstrom befindet sich das Präparat, welches hierdurch auf etwa  $-115^\circ\text{C}$  abgekühlt wird. Es bestand aus einem dünnen Überzug von Hg-Tröpfchen auf der Oberfläche einer mit Schellack bzw. Paraffin bestrichenen Glaskapillare, die, auf zwei Zapfen gelagert, mittels eines kleinen Propellers durch den aufsteigenden Luftstrom gedreht wurde. Um die Absorption der Strahlung möglichst zu vermindern, waren alle Glaswände sehr dünn aus Pyrexglas (vorwiegend Borosilikat mit a. D. Ref.) gefertigt. Infolge des guten Wärmeschutzes konnten sich keine Eiskristalle an den Wänden der Röhre ansetzen und so den Effekt verschleiern. Die Belichtungszeit betrug 30<sup>h</sup> bei 30 bis 35 mA, trotzdem waren die Filme noch unterexponiert. — Die Messungen führen auf ein einfach rhomboedrisches Gitter mit der Kantenlänge

$a = 3,025 \text{ \AA}$  und dem Polkantenwinkel  $\alpha = 70^\circ 31,7'$ . Auf Bravais'sche Achsen bezogen, ergibt sich  $a : c = 1 : 1,9365$  ( $a = 1,743 \text{ \AA}$ ,  $c = 3,374 \text{ \AA}$ , Rhomboederdiagonale  $2c = 6,748 \text{ \AA}$ . D. Ref.). Das Volumen des Elementarkörpers bestimmt sich hieraus zu  $23,82 \times 10^{-24} \text{ cm}^3$ . Mithin ist die Dichte  $s = \frac{200 \cdot 1,66}{23,87} = 13,97$ , also befindet sich

1 Atom Hg im Rhomboeder. Andererseits sollte die Dichte bei  $-115^\circ$  etwa 14,29 betragen. Die Differenz erscheint größer als der wahrscheinliche Fehler, was der Autor dahin deutet, daß die Dichte bei mikroskopischen Tröpfchen geringer sein könnte, als in einem makroskopischen Aggregat. Hg wäre somit das erste Beispiel eines chemischen Elements mit einfach rhomboedrischer Struktur, also nicht isometrischer oder hexagonal dichter Packung, in auffälligem Gegensatz zu den chemisch ähnlichen Elementen Mg, Zn, Cd. — (Der Referent möchte hierzu bemerken, daß seines Erachtens die Unstimmigkeit der spezifischen Gewichte keine solche Bedeutung haben kann, wie ihr der Verf. zumißt. Die Abweichung der Gitterkonstante bei der Dichte 14,29 beträgt von der gemessenen nicht ganz 1 Proz., was in Anbetracht der relativen Ungenauigkeit der Loschmidt'schen Zahl durchaus möglich erscheint. Daß die Dichte in mikroskopischen Tröpfchen geringer ist, steht im Gegensatz zu den Betrachtungen P. Scherrers über kolloidale Goldpräparate, wonach die Gitterkonstante der submikroskopischen Kriställchen durchweg mit derjenigen von größeren Kristallen übereinstimmt. Es sei darauf hingewiesen, daß die Struktur des kristallisierten Quecksilbers gleichzeitig auch von N. Alsén und G. Aminoff [s. d. Ref. diese Ber. S. 828] bestimmt wurde. Das Ergebnis der Untersuchung [hexagonales Gitter mit dichtester Packung] steht im offensichtlichen Widerspruch zu dem von McKeehan und Cioffi. Eine Nachprüfung erscheint deshalb wünschenswert.)

SCHIEBOLD.

**Charles A. Kraus.** The constitution of metallic substances. Journ. Amer. Chem. Soc. **44**, 1216—1239, 1922, Nr. 6. Verf. gibt einen umfassenden Überblick über die hauptsächlichsten Ergebnisse seiner experimentellen Arbeiten, die Lösungen von Metallen und Metallverbindungen in flüssigem Ammoniak betreffen. Sie führen ihn zu außerordentlich interessanten Folgerungen über die Bedingungen, mit denen das Auftreten metallischen Charakters bei Elementen und Verbindungen verknüpft ist. Einzelheiten der vom chemischen Standpunkt aus besonders wichtigen Ausführungen lassen sich im Auszug nicht wiedergeben.

EBERT-Würzburg.

**Ralph W. G. Wyckoff.** The crystal structures of the hexamminates of the nickel halides. Journ. Amer. Chem. Soc. **44**, 1239—1245, 1922, Nr. 6. Mit den üblichen Methoden der X-Strahlenanalyse wird die Struktur von  $[\text{Ni}(\text{NH}_3)_6] \text{Cl}_2$ ,  $[\text{Ni}(\text{NH}_3)_6] \text{Br}_2$ ,  $[\text{Ni}(\text{NH}_3)_6] \text{J}_2$  als durchaus der von  $[\text{NH}_4]_3 [\text{PtCl}_6]$  entsprechend erkannt (s. diese Ber. S. 407). Die Diskussion ist dadurch erschwert, daß keine kristalloptischen Beobachtungen vorliegen und auch wegen der schlechten Haltbarkeit der Kristalle nicht zu beschaffen waren. Für länger dauernde Aufnahmen wurden die Kristalle in Wachs eingebettet. — Zahl der Moleküle im Einheitswürfel: 4; Kantenlängen der Würfel: 10,09; 10,48; 11,01 Å.-E. Wie zu erwarten, liegen die sechs  $\text{NH}_3$ -Gruppen völlig symmetrisch um das Zentralatom Ni.

EBERT-Würzburg.

**Wheeler P. Davey.** The Absolute Sizes of Certain Monovalent and Bivalent Ions. Abstract of a paper to be presented at the Am. Phys. Soc. November 1921. Phys. Rev. (2) **19**, 248—251, 1922, Nr. 3. In einer früheren Arbeit (Ref. diese Ber. S. 565) hatte der Verf. die „Radien“ der Ionen von Alkalimetallen und Halogenen abgeleitet unter der Voraussetzung daß  $\text{K}^+$ ,  $\text{Rb}^+$ ,  $\text{Cs}^+$  bzw. die gleiche Größe haben wie  $\text{Cl}^-$ ,  $\text{Br}^-$  und  $\text{J}^-$ . Die Arbeit bringt die Ausdehnung dieser Annahme auf zwei

wertige Ionen unter Zugrundelegung kristallstruktureller Ergebnisse. Die gefundenen Radien“ sind in einer vom Ref. etwas ausführlicher gestalteten Tabelle angegeben.

Ion	Kristall	System	$a$ Å	$e_{\min}$ Å	$r$ Å	Mittel $r$	Gittertyp
O <sup>-</sup>	CaO	isometr.	4,84	2,42	1,17	1,19	Steinsalz
	BaO	"	5,62	2,81	1,25		"
	Cu <sub>2</sub> O	"	4,26	1,85	1,19		Cuprit
	Ag <sub>2</sub> O	"	4,69	2,03	1,18		"
S <sup>-</sup>	CaS	"	5,68	2,84	1,59	1,59	Steinsalz
	ZnS	"	5,41	2,34	1,59		Zinkblende
	ZnS <sub>2</sub>	hexagon.	—	2,35	—		Zinkoxyd
	BaS	isometr.	6,28	3,14	1,58		Steinsalz?
Cu <sup>+</sup> <sub>(1)</sub>	CuCl	"	5,36	2,32	0,76	0,76	Zinkblende
	CuBr	"	5,76	2,49	0,76		"
Cu <sup>+</sup> <sub>(2)</sub>	CuJ	"	6,08	2,63	0,65	—	"
Ag <sup>+</sup> <sub>(1)</sub>	AgCl	"	5,52	2,76	1,20	1,18	Steinsalz
	AgBr	"	5,78	2,89	1,16		"
Ag <sup>+</sup> <sub>(2)</sub>	AgJ	"	6,53*	2,83	0,85	—	Zinkblende
Tl <sup>+</sup>	TlCl	"	3,84	3,32	1,77	—	einfach
Mg <sup>++</sup>	MgO	"	4,18	2,09	0,90	—	Steinsalz
Ca <sup>++</sup>	CaF <sub>2</sub>	"	5,49	2,38	1,25	—	Flußpat
Sr <sup>++</sup>	SrO	"	5,26	2,63	1,44	1,42	Steinsalz
	SrF <sub>2</sub>	"	5,99	2,59	1,40		Flußpat
Ba <sup>++</sup>	BaF <sub>2</sub>	"	6,20	2,69	1,56	—	" ?
Zn <sup>++</sup>	ZnO	hexagon.	—	1,95	0,76	—	Zinkoxyd
Cd <sup>++</sup> <sub>(1)</sub>	CdO	isometr.?	4,60	2,30	1,11	—	Steinsalz
Cd <sup>++</sup> <sub>(2)</sub>	CdS	"	—	2,54	0,95	—	Zinkoxyd
Ni <sup>++</sup>	NiO	isometr.	4,14	2,07	0,88	—	Steinsalz
Sn <sup>++</sup>	SnS	"	—	2,52	0,93	—	" ?
Pb <sup>++</sup>	PbS	"	5,84	2,92	1,33	—	"

Hierin bedeutet  $a$  die Kante des Elementarwürfels,  $e_{\min}$  die kleinste Entfernung ungleicher Ionen,  $r$  den „Radius“ des Ions. Bei einigen vom Verf. selbst untersuchten Substanzen ist nichts über die Kantenlänge und den Gittertyp angegeben, sie sind vom Referenten mit einem Fragezeichen versehen worden. Auffällig ist der Umstand, daß einzelne Ionen wie Cu<sup>+</sup>, Ag<sup>+</sup>, Cd<sup>++</sup> in zweierlei Gestalt und Größe auftreten, der Verf. hält die Unterschiede der „Radien“ für reell in Übereinstimmung mit Langmuirs Theorie (J. Langmuir, Journ. Amer. Chem. Soc. 1919). — Bezüglich der Struktur von „Silberjodid“ möchte der Referent bemerken, daß G. Aminoff hierfür in Übereinstimmung mit den kristallographisch feststehenden Daten eine hexagonale Struktur wie für Zinkoxyd festgestellt hat. Es ändert sich jedoch der Wert von  $e_{\min}$  nur unwesentlich. (Vgl. d. Ref. diese Ber. S. 827.)

SCHIEBOLD.

**Ralph W. G. Wyckoff.** The composition and crystal structure of nickel nitrate hexammoniate. Journ. Amer. Chem. Soc. 44, 1260—1266, 1922, Nr. 6. Die aus ammoniakalischer Ni(NO<sub>3</sub>)<sub>2</sub>-Lösung ausfallenden Kristalle werden durch chemische



Analyse als  $[\text{Ni}(\text{NH}_3)_6](\text{NO}_3)_2$  erkannt. Die Struktur entspricht der im vorigen Referat besprochenen der Salze  $[\text{Ni}(\text{NH}_3)_6]\text{Cl}_2$  usw. Kantenlänge des Einheitswürfels: 10,96 Å.-E. Die Lage der einzelnen Atome der  $\text{NO}_3$ -Gruppe konnte allerdings nicht genau festgestellt werden. EBERT-Würzburg.

**Frank E. E. German.** Thermal analysis at low temperatures. Phys. Rev. (2) 19, 623—628, 1922, Nr. 6. Der Verf. nahm die Erwärmungs- und Abkühlungskurven der wässerigen Lösungen von Uranylнитrat ( $\text{UO}_2(\text{NO}_3)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ ) zwischen  $0^\circ$  und  $-70^\circ$  auf, indem er ein Thermoelement in  $0,5\text{ cm}^3$  einer wässerigen Lösung des Salzes von bekannter Konzentration einsenkte, das Glas mit festem Kohlendioxyd abkühlte und nach Verlauf von je 10 Sekunden den Galvanometerausschlag beobachtete. Bei etwa  $-35^\circ$  trat eine plötzliche Wärmeentwicklung ein, die von einer so starken Ausdehnung begleitet war, daß das die Lösung enthaltende Reagenzglas zersprengt wurde, wenn sie mehr als den runden Boden erfüllte. Beim Erwärmen fand eine entsprechende Wärmeentwicklung bei  $-20^\circ$  statt. Aus den beobachteten Temperaturänderungen und der spezifischen Wärme wurde der beobachtete Betrag der entwickelten und der absorbierten Wärme geschätzt. Die Resultate von 67 Versuchen, in denen die Konzentrationen sich von 10 bis 55 Proz. des wasserfreien Salzes änderten, wurden graphisch dargestellt. Die Kurven (Prozentgehalt als Abszissen, Wärmeentwicklung oder -verbrauch als Ordinaten) zeigen ein scharfes Maximum bei 48,0 Proz. für die entwickelte und bei 47,5 Proz. für die absorbierte Wärme. Der Verf. schließt daraus, daß bei  $-35^\circ$  die Entstehung eines neuen Hydrats von Uranylнитrat erfolgt, dem die Formel  $\text{UO}_2(\text{NO}_3)_2 \cdot 24\text{H}_2\text{O}$  zukommt, dessen Dichte geringer als diejenige des Hexahydrats ist und welches bei  $-20^\circ$  von selbst zerfällt. Die Verbindung ist wegen der Beziehungen zwischen Zusammensetzung und Fluoreszenz- sowie Absorptionsspektren der Uranylhhydrate von besonderem Interesse. BÖTTGER.

**H. Alterthum.** Zur Theorie der Rekristallisation. ZS. f. Elektrochem. 28, 347—356, 1922, Nr. 8 (15/16). Die Kornbildung und das Kornwachstum bei der Rekristallisation wird als eine thermodynamische Instabilität aufgefaßt. Indem die verschiedenen Bearbeitungsgrade als eine kontinuierliche Reihe verschiedener Modifikationen angesehen und dabei das Auftreten einer Rekristallisationswärme  $w$ , die proportional dem Verlagerungsgrad sein soll, angenommen wird, ergibt sich auf Grund des Boltzmannschen Wahrscheinlichkeitsprinzips für die Abhängigkeit der Kernzahl  $Z$  von der Temperatur  $T$  die Beziehung  $Z = e^{wR/T + b}$  ( $b$  eine Konstante). Sie gibt eine befriedigende Übereinstimmung mit den Messungen von Czochralski an Sn, besonders für die Stauchgrade von 25 Proz. an, und auch eine angenäherte Übereinstimmung mit den von Rassow und Velde beim Cu angestellten. Bei geringeren Stauchungsgraden und tieferen Temperaturen bleiben allerdings die beobachteten Werte hinter den berechneten zurück, was auf Reaktionsverzögerung zurückgeführt wird. — Im Gegensatz zu dieser Bearbeitungsrekristallisation werden als Oberflächenrekristallisation die Korngrößenänderungen verstanden, die ohne Bearbeitung bei Temperaturerhöhung vor sich gehen. Nimmt man auch hier eine kontinuierliche Reihe von Modifikationen an, die sich im Dispersitätsgrad unterscheiden, so ergibt sich für die Kernzahl eine Gleichung von genau derselben Form. Aus dieser folgt, daß ein Kristallaggregat sich erst dann im Gleichgewicht befindet, wenn es sich in einen einzigen Kristall verwandelt hat. Die Masingsche sekundäre Rekristallisation wäre als katalytische Auslösung der Sammelrekristallisation aufzufassen. Bei jedem Rekristallisationsvorgang treten nun stets beide Arten der Rekristallisation auf; aus diesem Grunde ist in der obigen Formel noch eine kleine Korrektur anzubringen. Die Konstante  $b$  wird noch eine Funktion der folgenden, nicht thermodynamischen

Größen sein: 1. des gegenseitigen Abstandes der Kristalloberflächen, 2. der Menge und Verteilung der etwa vorhandenen Tammannschen Zwischensubstanzen und 3. der vektoriellen Abstoßungskräfte der Kristalle; die Größe  $b$  wird also vom Verlauf und der Vorgeschichte abhängen.

BERNDT.

**W. Fraenkel.** Zur Frage der Rekristallisation reinen, mechanisch unbeanspruchten, aus dem Schmelzfluß erstarrten Goldes. ZS.f.anorg. Chem. **122**, 295—298, 1922, Nr. 3/4. Bei doppelt raffinierten Kathodenkristallen von Gold gelang es, im Knallgasgebläse den oberen Teil zu schmelzen, ohne daß er mit den Gefäßwänden in Berührung kam. Durch Abkühlenlassen in Wasserstoff war die gebildete Oxydhaut zum Verschwinden zu bringen, so daß man völlig glänzende und reine Oberflächen erhielt. Auf diesen wurde die Kristallstruktur durch Ätzen mit einer Chlor entwickelnden Flüssigkeit herausgebracht. Durch Erhitzen auf Temperaturen bis nahe an den Schmelzpunkt von  $1040^{\circ}$  wurde, wie nach erneutem Ätzen festzustellen war, die Größe der Kristalle nicht wesentlich geändert, wenn auch eine gewisse Umorientierung des Raumgitters nicht als ausgeschlossen gelten kann. BERNDT.

**G. R. Fonda.** Crystal Growth in Metals. General Electric Rev. **25**, 305—315, 1922, Nr. 5. Gibt eine Übersicht über das im Titel genannte Thema auf Grund hauptsächlich englischer und amerikanischer, sowie einiger französischer und deutscher Arbeiten. Im einzelnen werden besprochen der Vorgang der Kristallisation (unter Berücksichtigung der amorphen Zwischenschichten, die die bei der Kristallisation freigebiebenen Räume erfüllen), die Wirkung der Kaltbearbeitung (die am besten durch die Röntgenstrahlenuntersuchung erkannt werden kann, wobei ihre Anwendung auf gepreßte Pulver Hull zugeschrieben wird), die Rekristallisation (unter Hinweis auf ihre Hinderung durch Verunreinigungen, die ähnlich wie Schutzkolloide wirken) und das Kornwachstum. Zum Schluß ist die benutzte Literatur zusammengestellt. BERNDT.

**Kôtarô Honda.** On the Theory of the Hardening of Metals. Science Rep. Tôhoku Univ. **11**, 19—28, 1922, Nr. 1. Gegen die Theorie von Zay Jeffries und R. S. Archer wird eingewandt, daß das Gleiten durch eine kleine Zahl harter Teilchen nicht verhindert werden kann. Die Härte ist vielmehr auf Atomkräfte oder die kristallinische Struktur zurückzuführen. Bei einem reinen Metall oder einer festen Lösung sind nur die ersteren wirksam; für diese gilt die Tammannsche Härtheorie genau. Dadurch erklärt sich auch, warum die Härte einer Legierung aus zwei in allen Verhältnissen mischbaren Metallen stets größer ist als die der Komponenten. Große Härte besitzt ein Metall ferner dann, wenn seine nadelförmigen Kristalle miteinander verkittet und nach allen Richtungen gleichmäßig angeordnet sind. Es ist demnach um so härter, je feiner das Gefüge und je stärker die Kristalle gestreckt sind. Die Härte des Martensits ist auf beide Ursachen zurückzuführen; ähnlich ist die Härtung durch Kaltbearbeitung zu erklären. Nach der Röntgenstrahlenanalyse muß der Martensit als eine vom Austenit verschiedene Phase angesehen werden. Die  $A_1$ -Umwandlung soll nicht einfach sein, sondern (umkehrbar) in zwei Absätzen: Austenit-Martensit-Perlit verlaufen. Bei schneller Abkühlung wird die Bildung des Martensits so verzögert, daß, wenn sie vollendet ist, die Probe schon nahezu auf Zimmertemperatur ist, wo die weitere Umwandlung in Perlit durch die hohe innere Reibung verhindert wird. In ähnlicher Weise wird auch die Härtung des Duralumins begründet, wobei auf eine noch nicht veröffentlichte Arbeit von S. Konno Bezug genommen wird. Nach dieser tritt bei sanfterem Abschrecken eine größere anfängliche, aber eine geringere Endhärte ein. Bis 6 Proz. Cu erfolgt nach dem Abschrecken eine sofortige Härtung, aber nur geringes Altern. Durch Zufügen

von bis zu 0,7 Proz. Mg wird die sofortige Härtung und das Altern von derselben Größenordnung wie beim Duralumin. Die Alterung nach dem Abschrecken wird auf die Lösung von  $\text{Mg}_2\text{Si}$  in der festen Lösung von  $\text{CuAl}_2$  in Al zurückgeführt und nicht auf die von metallischem Mg; 0,5 bis 0,7 Proz. Si sind stets als Verunreinigung im Al vorhanden. Das Anlassen der gehärteten Legierung geschieht nach den Widerstand-Temperatur-Kurven in zwei Stufen, bei 210 und 280°.

BERNDT.

**F. Sauerwald.** Die ohne vorhergehende Kaltbearbeitung eintretende Kornvergrößerung in metallischen Körpern, die aus pulverförmigem Material durch Druck oder Sinterung erhalten werden. ZS. f. anorg. Chem. **122**, 277—294, 1922, Nr. 3/4. Die Festigkeit von aus Metallpulvern erzeugten Pastillen hängt in bestimmter Weise von dem bei der Herstellung verwendeten Druck und Temperatur ab. Durch Druck allein wird niemals ein Kornwachstum hervorgerufen, wohl aber tritt dies von einer bestimmten Temperatur ab ein, wenigstens bei Fe, Ni, Co, W und Cu (während es bei Al und Zn nicht beobachtet wurde). Die Temperatur des merklichen Kornwachstums ist unabhängig vom Druck und für jedes Metall charakteristisch; sie zeigt sich auch bei ohne Druck hergestellten, nur gesinterten Proben, sowie bei den aus den gepreßten Oxyden reduzierten. Die Temperaturen sind für Fe 1100°, Ni 1100 bis 1200°, Co 820 bis 1300°, W 2500 bis 2700°, Cu 720°, Ag unter 570° (?). Die beobachtete Kornvergrößerung ist also keine Folge der Kaltbearbeitung, sondern ausschließlich der Temperatursteigerung, vorausgesetzt, daß sich die Metallteilchen durch die Adhäsionskräfte genügend genähert haben und nicht von Oxydhäuten umhüllt sind. Das Kornwachstum wird zurückgeführt auf den Schwingungszustand der Atome im Raumgitter; als wesentlich für das Gleichgewicht zweier gegenüberliegender Gitter werden die nach der Symmetrie des Gitters orientierten Maxima der Schwingungsamplituden und der Wirkungsbereiche, sowie ihre gegenseitige Lage angesehen.

BERNDT.

**O. Bauer und H. Arndt.** Seigerungserscheinungen in Metallegierungen. Stahl und Eisen **42**, 1346—1356, 1922, Nr. 35. Bereits berichtet nach der Veröffentlichung in den Mitteilungen des Materialprüfungsamtes **39**, 79, 1921 (s. diese Ber. S. 464).

BERNDT.

**G. Tammann und K. Schönert.** Über die Diffusion des Kohlenstoffs in Metalle und in die Mischkristalle des Eisens. ZS. f. anorg. Chem. **122**, 27—43, 1922, Nr. 1. Dem nach der Veröffentlichung in Stahl und Eisen **42**, 654, 1922 erstatteten Bericht ist nur noch nachzutragen, daß Eisen insofern eine Ausnahmestellung einnimmt, als bei ihm die Einwanderung des C schon bei 750° beginnt, während dies bei anderen Metallen (Ni, Co, Mn, W, Cr, Mo, V, Si und Pt) selbst bis 980° nicht zu beobachten war, und daß die Einsattiefe am geringsten bei Verwendung von Methylalkohol und am größten bei der von Hexan und Heptan war.

BERNDT.

**Karl Daeves.** Rostfreie Stähle. Stahl und Eisen **42**, 1315—1320, 1922, Nr. 34. Nach einer geschichtlichen Einleitung wird zunächst die Zusammensetzung und Einteilung der nicht rostenden Stähle in ternäre (mit Cr und C) und quaternäre (außerdem Ni) besprochen. Die allgemeinen physikalischen Eigenschaften, wie auch die Änderung der Haltepunkte, hängen im wesentlichen vom C-Gehalt und der Wärmebehandlung ab; folgende Werte werden angegeben: Ausdehnungskoeffizient  $10,9 \cdot 10^{-6}$  bei 200°,  $11,4 \cdot 10^{-6}$  bei 400°; Wärmeleitfähigkeit im gut geglühten Zustande 0,0445 CGS-Einheiten, im gehärteten und angelassenen Zustande etwa  $\frac{3}{4}$  davon; elektrischer Widerstand im weich geglühten Zustande 50 bis 55 Mikroh/cm, im gehärteten



und angelassenen 60 bis 70 Mikroh/cm. Die austenitischen Vierstoffstähle sind unmagnetisch, die martensitischen magnetisch. Die Festigkeitseigenschaft und die Bearbeitbarkeit sind in Tabellen mitgeteilt. Der Grad der Rost- und Säurefreiheit hängt von der Zusammensetzung und der Vorbehandlung ab. Vermeidung des Kontaktes mit Cu und seinen Legierungen in Seewasser ist nur bei den Dreistoffstählen notwendig. Alle rostfreien Stähle zeigen auch bei hohen Temperaturen nur geringe Oxydierbarkeit. Im allgemeinen verhalten sie sich beim Schmieden wie ein C-Stahl mit 0,45 Proz. C. Es werden die Behandlungsvorschriften bei Warm- und Kaltbearbeitung gegeben, sowie Verwendungszweck und Möglichkeiten besprochen; den Beschluß macht eine Literaturübersicht.

BERNDT.

**Pario Kikuta.** On the Growth of Gray Cast Iron during Repeated Heatings and Coolings. Science Rep. Tōhoku Univ. **11**, 1—17, 1922, Nr. 1. Versuche über die Luftdurchlässigkeit von wiederholt erhitztem und abgekühltem Grauguß zeigen, daß die Dimensionsänderungen nicht auf eingeschlossene Gase zurückgeführt werden können. Aus diesen Beobachtungen, sowie denen über die Änderung des spezifischen Gewichtes und des Ausdehnungskoeffizienten folgt, daß das Wachstum des grauen Gußeisens während der ersten Erhitzung von 700 auf 800° zum Teil auf die Zersetzung des Zementits zurückzuführen ist. Das kontinuierliche Wachsen bei wiederholtem Erhitzen und Abkühlen im Vakuum um den  $A_1$ -Punkt rührt dagegen von der verschiedenen Ausdehnung der verschiedenen mikroskopischen Gefügebestandteile her, wodurch an den Graphitflocken zahlreiche Risse und Hohlräume entstehen. In oxydierender Atmosphäre wird das Wachstum noch durch die sich in diesen bildenden Oxyde beschleunigt. Bei weißem Gußeisen ist das Wachstum nahezu während der ersten Erhitzung auf 800° beendet. Dabei rührt etwa ein Drittel der Ausdehnung von der Zersetzung des eutektischen und des perlitischen Zementits, der Rest von den kleinen Rissen und Höhlungen her, die auf die geschilderte Weise entstehen. Die bei über  $A_1$  liegenden Temperaturen beobachtete Ausdehnung ist auf die Gegenwart inkludierter Gase zurückzuführen.

BERNDT.

**Oswald Richter.** Beiträge zur mikrochemischen Eisenprobe. ZS. f. Mikroskopie **39**, 1—28, 1922, Nr. 1. Zum Nachweis des Eisens innerhalb pflanzlicher Zellen werden die mit einem Messingmesser hergestellten Schnitte durch  $\frac{1}{2}$  Min. währendes Kochen in konzentriertem  $NH_3$  mazerisiert, gewaschen, mit einer 2 proz. Lösung von Ferrocyankalium bedeckt, nochmals zweimal gewaschen und mit 10 proz. HCl bedeckt. Es wird über die Ergebnisse an einer Reihe von Pflanzenteilen berichtet, die ausschließlich von botanischem Interesse sind.

BERNDT.

**A. H. D'Arcambal.** Physical Tests on High-Speed Steels. Transverse and Penstile Tests of Two Grades Compared. Effect of These Properties on the Service of the Tool. Iron Age **110**, 1—6, 1922, Nr. 1. [S. 1123.]

**J. Diegel.** Elektrische und Schmelzflammenschweißung unter Berücksichtigung von Schweißdrähten mit Umhüllung. Stahl u. Eisen **42**, 1309—1315, 1922, Nr. 34. [S. 1126.]

**Ray L. Bunch.** Enlargement of cast iron by heat-treatment. Amer. Mach. **6**, 841, 1922, Nr. 23. [S. 1124.]

BERNDT.

**Emil Schüz.** Das Ferrit-Graphit-Eutektikum als häufige Erscheinung an gewissen Gußeisensorten. Stahl u. Eisen **42**, 1345—1346, 1922, Nr. 35. An kleinen Graugußstücken mit verhältnismäßig hohem C- und Si-Gehalt wurde häufig

das Auftreten des Ferrit-Graphit-Eutektikums beobachtet. Es war besonders gut ausgebildet bei der Zusammensetzung 3,60 Proz. Gesamt-C, 3,22 Proz. Graphit, 3,31 Proz. Si, 0,88 Proz. Mn, 0,89 Proz. P, 0,104 Proz. S. Dabei lagen zwischen den vom Eutektikum eingenommenen Flächen wohlausgebildete Ferritpolygone und Perlitkristalle. Die Neigung zur Bildung des Ferrit-Graphit-Eutektikums dürfte durch die chemische Zusammensetzung hervorgerufen sein. Die Entstehung dieses Gefügebildes wird theoretisch zu erklären versucht.

BERNDT.

**Walther v. Selve.** Nickel, sein Vorkommen, seine Herstellung und Verwendung. Werkzeugmasch. 26, 422—425, 1922, Nr. 22/23. Die erste bewußte Anwendung des Nickels als Legierungsmetall erfolgte 1824 zur Darstellung des Neusilbers. Von größerer Bedeutung ist aber eine Legierung mit Eisen. Es wird dann geschildert: das Vorkommen und die Gewinnung der Nickelerze, das Extraktionsverfahren des Nickels aus ihnen, seine Verwendung in der Technik und seine physikalisch-mechanischen Eigenschaften. Dichte 8,6 bis 8,9; Festigkeit 42 kg/mm<sup>2</sup> bei etwa 32 Proz. Dehnung (die Werte gelten für Reinnickel); sein Schmelzpunkt (1450°) wird durch die Gegenwart von Kohlenstoff erniedrigt; gegen Säuren ist es sehr beständig, außer gegen verdünnte Salpetersäure und Königswasser; in konzentrierter Salpetersäure tritt Passivierung ein. (Schluß folgt.)

BERNDT.

**A. Schimmel.** Messing als Werkstoff für Kondensatorrohre. ZS. d. Ver. d. Ing. 66, 837—840, 1922, Nr. 36. Die Korrosion tritt entweder gleichmäßig oder an örtlich begrenzten Stellen auf. Im letzteren Falle findet man häufig Fremdkörper, doch schreitet der Angriff auch nach ihrer Entfernung fort; er wird durch erhöhte Temperatur beschleunigt. Als Schutz haben sich bewährt Zinkplatten, die aber vor vollständiger Oxydation zu bewahren sind, da sich sonst die Polarität des Zinks umkehrt, und Verzinnung, wenn sie gleichmäßig ist und vollkommen deckt. Entfernung der als Schutz wirkenden Oxydschicht der Kondensatorrohre ist von Nachteil. Die bisher aufgestellten Theorien decken sich durchaus nicht mit den praktischen Erfahrungen. Lokalströme sind bei gleichmäßiger Verteilung und genügender Feinheit der Gefügebestandteile nicht zu befürchten; dafür spricht auch, daß grobkristallinische Rohre leichter angefressen werden.

BERNDT.

**H. Reimann.** Die Verwendbarkeit des Molybdäns zur Veredlung von Aluminiumlegierungen. ZS. f. Metallkde. 14, 195—203, 1922, Nr. 5. [S. 1125.]

BERNDT.

## 5. Elektrizität und Magnetismus.

**H. Bateman.** On a differential equation occurring in Page's theory of electromagnetism. Proc. Nat. Acad. 6, 528—529, 1922, Nr. 9. Bemerkungen mathematischer Natur zu einer Arbeit von Leigh Page, veröffentlicht in Proc. Nat. Acad. 6, 115, in der die elektromagnetischen Gleichungen durch Einführung der Vorstellung eines um einen bewegten elektrischen Pol rotierenden Feldes verallgemeinert werden. Durch weitere Verallgemeinerungen des Verf. werden Felder erhalten, in denen Kreisbahnen eines elektrischen Pols ohne Strahlung möglich sind, wie in Bohrs Theorie des Wasserstoffatoms.

OTTO BETZ.

**H. Schwerdt.** Fluchtlinientafeln, Grundlagen und Anwendungen auf Fragen der Leitungsberechnung und Beleuchtungstechnik. Elektrot. ZS. 43, 777—781, 1922, Nr. 23. [S. 1099.]

SCHWERDT.

**von Stritzl.** Die Nomographie und ihre Anwendungen im Elektromaschinenbau. Elektrot. ZS. **43**, 781—782, 1922, Nr. 23. [S. 1099.] SCHWERDT.

**F. Zacher.** Zur Entwicklungsgeschichte der Vorrichtungen zur Unterbrechung elektrischer Ströme. Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. **29**, 411—441, 1922, Nr. 4. Historischer Überblick über die verschiedenen Konstruktionen zur Unterbrechung des Primärstromes von Induktoren (Hammerunterbrecher, Turbinenunterbrecher, elektrolytische Unterbrecher). GLOCKER.

**Herbert E. Ives and T. L. Dowey.** An apparatus for studying the motion of relays. Journ. Opt. Soc. Amer. **6**, 391—397, 1922, Nr. 4. [S. 1133.] SALINGER.

**H. Starke.** Über den Betrieb von Funkeninduktoren durch Kondensator-entladungen. ZS. f. techn. Phys. **3**, 214—220, 1922, Nr. 6. Verf. behandelt eingehend die zwar nicht neue, aber offenbar bisher fast nicht angewandte Methode, einen Induktor statt durch Entladung eines magnetischen Feldes durch die Ladung oder Entladung eines elektrischen Feldes zu betreiben. Lädt man einen Kondensator hinreichender Größe (für 16 cm Funkenlänge sind etwa 40 mF bei 220 Volt Ladungsspannung erforderlich) durch die Primärwicklung eines Induktors, so entsteht durch den einmaligen starken Stromstoß eine hohe Induktionsspannung. Das gleiche tritt bei Entladung oder besser noch bei Umladung auf dasselbe Potential mit entgegengesetztem Vorzeichen ein; diese Umladung kann bequem periodisch durch einen rotierenden Umschalter bewirkt werden. In der Abhandlung wird der erreichbare primäre Maximalstrom berechnet und die am Kondensator vorübergehend auftretende Höchstspannung; diese kann bedeutend höher als die Klemmspannung sein; Voraussetzung ist, daß die Induktivität der Induktorspule groß ist gegen die übrigen Induktivitäten im Primärkreis. Ein derartig betriebener Induktor gab ohne Mühe 16 cm Funkenlänge, während er mit Unterbrecherbetrieb bei höchster Strombelastung nur etwa 6 cm lieferte. BOEDEKER.

**A. Anderson.** On Scalar and Vector Potentials due to Moving Electric Charges. Phil. Mag. (6) **43**, 131—138, 1922, Januar, Nr. 253. Veranlaßt durch eine Kritik von A. Liénard (diese Ber. **1**, 940, 1920), gibt Verf. eine ausführlichere und verbesserte Ableitung für die Gleichungen, welche er für das Vektor- und Skalarpotential einer elektrischen Ladung  $e$  in einer früheren Arbeit (diese Ber. **1**, 1481, 1920) gegeben hat. RONA.

**A. E. Hennings.** Contact Electromotive Force due to Films on Metallic Surfaces. Phys. Rev. (2) **19**, 388, 1922, Nr. 4. Bei Vorversuchen über die Ermittlung des Temperaturkoeffizienten der Kontaktelektromotorischen Kraft wurden Beobachtungen gemacht, die darauf hindeuten scheinen, daß die wahre Wirkung, die bei der Berührung zweier Leiter eintritt, durch die Entstehung von Oberflächenschichten vollständig verdeckt werden kann. Der Boden eines Messingzylinders befand sich in einem evakuierbaren Raum; durch eine elektromagnetisch betriebene Vorrichtung konnte ihm eine Messingplatte genähert oder von ihm entfernt werden. Die Platte war isoliert und mit einem Quadrantenelektrometer verbunden, so daß sich das Thomsonsche Verfahren zur Messung der Kontaktelektromotorischen Kraft anwenden ließ. Wurde in den Zylinder flüssige Luft gegossen und mittels einer Gaedepumpe (ohne Anwendung von Holzkohle) evakuiert, so stieg die elektromotorische Kraft zwischen den Messingplatten von  $+0,02$  Volt bei  $+20^\circ$  rasch auf einen höheren positiven Wert, der dann schnell in einen negativen überging, dessen Maximum  $-0,78$  Volt betrug. Nach dem Verdampfen der flüssigen Luft änderte sich beim



Erwärmen des Zylinders die elektromotorische Kraft verhältnismäßig langsam zunächst bis zu einem weniger negativen Wert, um dann plötzlich zwischen zwei möglichst rasch aufeinanderfolgenden Beobachtungen von  $-0,47$  Volt auf  $+0,32$  Volt zu steigen. Nach kurzer Zeit wurde der Maximalwert  $0,43$  Volt erreicht, und nunmehr näherte sich ihr Wert dem ursprünglichen, wenn die Zimmertemperatur wieder erreicht war. Bei anderen Versuchsreihen waren die Differenzen zwischen den extremen Temperaturen noch größer ( $+0,28$  und  $-1,13$  Volt).

BÖTTGER.

**Richard D. Kleeman.** A Transition or Adsorption Layer Theory of the E. M. F. of the Voltaic Cell. Phys. Rev. (2) 19, 442—443, 1922, Nr. 4. In der unmittelbaren Nachbarschaft einer in eine Flüssigkeit oder in eine Lösung tauchenden Metallplatte bildet sich notwendigerweise eine Übergangsschicht aus, in welcher die Dichte von derjenigen im Innern der Flüssigkeit verschieden ist. Ist der gelöste Stoff ein Elektrolyt, so ist der Dissoziationsgrad in der Schicht von demjenigen im Innern der Lösung verschieden und ändert sich von einem Teil der Schicht zum anderen. Infolge der Verschiedenheit der Diffusionsgeschwindigkeiten der positiven und negativen Ionen bildet sich ein quer durch die Schicht verlaufendes elektrisches Feld aus, dessen Entstehung das Aufladen der Metallplatte zur Folge hat, und schließlich besteht in der Lösung Gleichgewicht der Ionen unter der Wirkung des Feldes, welches von der Ladung der Platte herrührt, und der Wirkung desjenigen, welches von den getrennten elektrischen Ladungen entgegengesetzten Vorzeichens in der Lösung hervorgerufen wird. Zwischen dem Innern der Platte und der abgewendeten Seite der Lösung besteht demgemäß eine Potentialdifferenz, für welche (in der ausführlichen Abhandlung, von der hier nur ein Auszug gegeben wird) die Differentialgleichungen aufgestellt werden. Es wird auch die Möglichkeit erörtert, daß die elektromotorische Kraft ausschließlich in der zuvor geschilderten Weise entsteht, und eine Reihe von Schlussfolgerungen werden aus dieser Annahme gezogen und diskutiert. Ist die Potentialdifferenz der getrennten Ladungen in der Lösung klein im Vergleich zu der von den Ladungen auf der Platte herrührenden, was gelegentlich der Fall sein kann, so liegt ein Fall vor, auf den der Begriff des Lösungsdruckes der Nernstschen Theorie anzuwenden ist, so daß die vom Verf. vorgeschlagene Theorie zur Erklärung des Mechanismus des Lösungsdruckes dienen kann. Wo seine Theorie nicht anwendbar ist, was z. B. zutrifft, wenn die Natur einer jeden Elektrode von dem beim Stromdurchgang entstehenden Niederschlag verschieden ist, gibt sie einfach eine Erklärung des Entstehens der elektromotorischen Kraft und ihrer Änderung durch die Polarisation der Elektroden.

BÖTTGER.

**Richard D. Kleeman and William Frederickson.** Experiments on the Sign of the Electric Charge Assumed by a Metal Immersed in a Liquid. Phys. Rev. (2) 19, 409, 1922, Nr. 4. Feine, sorgfältig mittels Sandpapier gereinigte Drähte aus verschiedenen Metallen wurden in einer Flüssigkeit an einem etwa 2 m langen Faden aufgehängt, alsdann wurde ein Strom durch die Flüssigkeit gesandt und die Ablenkung der Drähte beobachtet. Auf diese Weise wurde gefunden, daß Kupfer, Wolfram, Silber, Molybdän, Magnesium, Aluminium, Kohlenstoff, Nickel, Gold, Platin, Zinn, Zink beim Eintauchen in destilliertes Wasser negativ werden (sie bewegen sich dem Strom entgegen), während Wismut, Blei, Eisen, Cadmium eine positive Ladung erhalten. Wismut, Blei, Eisen, Gold, Platin und Silber wurden im Wasser im kolloidalen Zustand erhalten: ihre Bewegung im elektrischen Feld ergab, daß die ersten drei positiv, die letzten drei negativ geladen sind. Bei diesen sechs Metallen ist somit erwiesen, daß durch ihren Übergang in den kolloidalen Zustand das Vorzeichen der elektrischen Ladung nicht geändert wird.

BÖTTGER.

**A. Günther-Schulze.** Die dielektrische Festigkeit von Gasen, Flüssigkeiten und festen Körpern. *Helios* 28, 397—403, 409—414, 1922, Nr. 34 u. 35. Die Arbeit ist ein zusammenfassender kritischer Bericht über die bisherigen Untersuchungen über dielektrische Festigkeit. Nachdem das Wesen der Erscheinung kurz besprochen und die Definition der dielektrischen Festigkeit daraus abgeleitet ist, werden bei den Gasen der Begriff der Feldstärke, der Einfluß der Elektrodenform, die Verzögerungserscheinungen, der Einfluß der Kurvenform und der Frequenz des Wechselstromes, der Druck, das Magnetfeld und die Art des Dielektrikums behandelt, wobei darauf hingewiesen wird, daß bei großen Elektrodenabständen und hohen Spannungen die Ergebnisse der verschiedenen Untersuchungen so weit auseinanderliegen, daß von einer genauen Kenntnis des Zusammenhanges zwischen Spannung und Schlagweite noch nicht die Rede ist. — Bei der Besprechung der flüssigen Dielektrika wird der enorme Einfluß der Verunreinigungen betont, dessen unzureichende Berücksichtigung zur Folge hat, daß nur ganz wenige von den zahlreichen bisherigen Untersuchungen brauchbar sind. Sodann werden die gleichen Einflüsse behandelt wie bei Gasen. — Bei den festen Dielektrika ist die Herstellung einwandfreier Elektrodenformen das schwierigste Problem. Die meisten der zurzeit üblichen Meßverfahren ergeben Werte, die mit der spezifischen dielektrischen Festigkeit des Materials nur wenig zu tun haben. Verf. unterscheidet bei den festen Körpern echte Dielektrika, die nur verschwindend wenig freie Ionen enthalten, und daran zu erkennen sind, daß sie auch im geschmolzenen Zustande Dielektrika sind (z. B. Paraffin), und Pseudodielektrika, die aus Ionen aufgebaut sind und nur deshalb isolieren, weil die Ionenreibung im festen Zustande bei gewöhnlicher Temperatur enorm groß ist (z. B. Glas, Marmor, Porzellan). Beide Klassen verhalten sich wesentlich verschieden. — Verf. kommt zu dem Schluß, daß bei Gasen die Theorie der dielektrischen Festigkeit nur in ihren Grundzügen befriedigt, in ihren Einzelheiten sich jedoch mit den Versuchsergebnissen durchaus noch nicht in zahlenmäßiger Übereinstimmung befindet, daß bei den Flüssigkeiten noch keinerlei Kenntnisse über den Zusammenhang zwischen dielektrischer Festigkeit und Aufbau der Flüssigkeiten vorhanden sind und daß es bei den festen Körpern fast noch schlimmer steht, kurz, daß der größte Teil der Arbeit auf diesem für die Elektrotechnik so wichtigen Gebiete noch zu leisten ist. GÜNTHER-SCHULZE.

**Charles A. Kraus.** The constitution of metallic substances. *Journ. Amer. Chem. Soc.* 44, 1216—1239, 1922, Nr. 6. [S. 1144.] EBERT-Würzburg.

**P. W. Bridgman.** The failure of Ohm's law in gold and silver at high current densities. *Proc. Amer. Acad.* 57, 129—172, 1922, Nr. 6. Um zu untersuchen, ob das Ohmsche Gesetz bei großen Stromdichten versagt, wurde der Widerstand dünner Gold- und Silberfolie für einen hohen Gleichstrom und einen schwachen bergelagerten Wechselstrom von Tonfrequenz gleichzeitig nach der Brückenmethode gemessen. Die Temperatur des Widerstandes ist hiernach in beiden Fällen dieselbe. Aber die Temperatur und damit die Größe des Widerstandes schwankt etwas im Tempo des Wechselstromes, wodurch eine Spannungsschwankung an den Enden des Widerstandes auftritt (Mikrophonwirkung) und eine Beeinflussung der Brückeneinstellung, die für den Gleichstromwiderstand anders als für den Wechselstromwiderstand ist. Der Unterschied zwischen beiden ist größer als die bei Versagen des Ohmschen Gesetzes zu erwartende Abweichung, aber Verf. zeigt, daß die Mikrophonwirkung bei sehr schnellen Schwingungen verschwinden muß. Er mißt daher bei Schwingungszahlen zwischen 300 und 3000 in der Sekunde und extrapoliert auf sehr hohe Frequenzen. Der noch übrigbleibende Unterschied in den Einstellungen der Brücke für den starken Gleichstrom und den gleichzeitig fließenden schwachen

Wechselstrom ist dann auf eine Abweichung vom Ohmschen Gesetz zu schieben. — Auf diese Weise findet Verf. an Goldfolien von  $8 \cdot 10^{-6}$  cm und  $1,7 \cdot 10^{-5}$  cm Dicke und an Silberfolie von  $2 \cdot 10^{-5}$  cm Dicke, die durch fließendes destilliertes Wasser gekühlt wurden, bei einer Gleichstromdichte von  $5 \cdot 10^6$  Amp./cm<sup>2</sup> (Gesamtstrom etwa 1 Ampere) einen um etwa 1 Proz. größeren Widerstand als bei schwachem Wechselstrom, also anscheinend ein merkliches Versagen des Ohmschen Gesetzes. MEISSNER.

**P. W. Bridgman.** The effect of tension on the electrical resistance of certain abnormal metals. Proc. Amer. Acad. 57, 39—66, 1922, Nr. 3. Verf. hat Lithium, Calcium, Strontium, Antimon, Wismut, Manganin und Thorlegierung (ähnlich Manganin) daraufhin untersucht, wie sich der elektrische Widerstand beim Dehnen des drahtförmigen Metalls ändert. Alle diese Substanzen sind insofern anormal, als ihr Widerstand bei allseitiger Druckerhöhung zunimmt (Druckkoeffizient ist positiv). Strontium und Wismut verhalten sich nun auch anormal hinsichtlich des Dehnungseinflusses, indem ihr Dehnungskoeffizient nach den vorliegenden Messungen negativ ist (Widerstand nimmt bei Dehnung ab); die übrigen fünf Metalle haben einen normalen positiven Dehnungskoeffizienten. Nickel, das einen normalen negativen Druckkoeffizienten besitzt, hat einen anormalen negativen Dehnungskoeffizienten. Dagegen verhält sich Kobalt in beiden Richtungen normal. MEISSNER.

**Aug. Hagenbach et R. Percy.** Sur les effets d'électrodes à mercure, dans les mesures de résistance d'électrolytes. Arch. sc. phys. et nat. (5) 4, 247—249, 1922, Mai—Juni. Die Verff. haben früher (Arch. sc. phys. et nat. (5) 3, 298, 1921) gefunden, daß der Widerstand der Schwefelsäure vom Optimum der Leitfähigkeit bei Anwendung von Platinelektroden sich mit der Frequenz des Wechselstromes, der Elektrodenoberfläche und der angelegten elektromotorischen Kraft ändert und einem Grenzwert, dem wahren von dem Elektrodeneffekt nicht beeinflussten Wert des Widerstandes, zustrebt. Bei geringer Elektrodenoberfläche und Frequenz zeigt der Widerstand mit Abnahme der elektromotorischen Kraft eine beträchtliche Zunahme. Das gleiche gilt, wie die Verff. gelegentlich einer Untersuchung über die Nichtpolarisation der Quecksilber-Kalomel-Elektroden gefunden haben, für den Widerstand einer Zinkchloridlösung bei Anwendung von Quecksilberelektroden. Fügt man zum Quecksilber 1 Proz. Zink, so wird die Polarisation zwar schwächer, die Zunahme des Widerstandes mit abnehmender Spannung ist aber immer noch deutlich erkennbar. Bei den Elektrolyten Natrium-, Kalium-, Bariumchlorid, Natriumbromid und Kaliumjodid geht bei Anwendung von Elektroden aus reinem Quecksilber der Widerstand mit abnehmender Spannung durch ein Maximum und strebt dann aufs neue seinem Grenzwert zu. Das Maximum liegt um so höher, je geringer die Frequenz ist und erfährt mit abnehmender Frequenz eine Verschiebung. Dieses Verhalten verschwindet bei hohen Frequenzen vollständig. Die Lage des Maximums hängt außerdem von der gleichzeitigen Anwesenheit der betreffenden Anionen und Kationen ab, da es bei Lösungen von Natrium- und Kaliumhydroxyd oder Natriumsulfat nicht beobachtet wird. BÖTTGER.

**A. Günther-Schulze.** Die elektrolytische Ventilwirkung. III. Der Zusammenhang zwischen Maximalspannung und Ionenkonzentration des Elektrolyten bei Aluminium. ZS. f. Phys. 9, 197—200, 1922, Nr. 3. Wird eine elektrolytische Ventilanode mit einem konstanten Strom belastet, so steigt der Spannungsabfall an ihr mit der Dauer der Einschaltung an, bis ein ganz bestimmter, bei gegebenem Ventilmaterial von der Art und Konzentration des Elektrolyten abhängiger Spannungsabfall, die „Maximalspannung“ erreicht ist. Diese kann ohne



Änderung des Elektrolyten nicht überschritten werden. Wird an die Ventilanode eine Spannung gelegt, die niedriger ist, als die Maximalspannung, so ist die Ventilanode undurchlässig. Ist die angelegte Spannung höher, so ist und bleibt sie durchlässig. — In der vorliegenden Arbeit werden Messungen über den Zusammenhang zwischen Maximalspannung und Ionenkonzentration des Elektrolyten mit Aluminium als Spaltmetall und Mischungen von Borax und Borsäure als Elektrolyten mitgeteilt, die zu der für geringe Konzentrationen geltenden Interpolationsformel

$$V = 514,5 \log v - 330 \text{ Volt}$$

führen, wo  $V$  die Maximalspannung und  $v$  die Ionenverdünnung des Elektrolyten in Äquivalenten pro Grammäquivalent ist. — Die höchste gemessene Maximalspannung war 890 Volt.

GÜNTHER-SCHULZE.

**A. von Antropoff.** Ein Modellapparat für die Chloralkalielektrolyse mit Quecksilberkathoden. ZS. f. Elektrochem. **28**, 298—300, 1922, Nr. 6 (11/12). Eine umgekehrt aufgestellte Glasglocke mit Tubus und aufgeschliffenem Rand nimmt die Kochsalzlösung auf. Sie ist durch eine dicke Glasplatte verschlossen, die mit sechs je acht nach oben etwas erweiterten Bohrungen von 14 bis 16 mm Durchmesser versehen ist, und von denen eine sich in der Mitte der Glasplatte befindet, während die anderen auf der Peripherie eines Kreises umgeben; durch jene führt eine am unteren Ende mit einem eingeschmolzenen Platindraht versehene und mit Quecksilber gefüllte Glasröhre, welche die Stromleitung zur Quecksilberkathode vermittelt; durch zwei bis vier der anderen Bohrungen sind die als Anoden dienenden Graphitstäbe (10 mm Durchmesser) hindurchgeführt. Drei der noch vorhandenen Bohrungen sind mit Glasröhren zum Ableiten des Chlors, zum Ablassen der Kochsalzlösung behufs neuerer Sättigung und zum Einfüllen frisch gesättigter Kochsalzlösung versehen. Das Kathodenquecksilber befindet sich in einer Glasschale, in deren Boden der eine aufwärts gerichtete Schenkel einer zweimal rechtwinklig gebogenen Glasröhre mündet, so daß das in ihr befindliche Quecksilber in das Glasrohr und von da in ein weites Rohr übertreten kann, in dem es mit Wasser in Berührung kommt. Dieses führt das bei der Elektrolyse entstehende Natriumamalgam unter Wasserstoffentwicklung in Natriumhydroxyd über. Damit das Quecksilber von der Glocke nach der Röhre und dann in umgekehrter Richtung fließen kann, wodurch die Sättigung des Kathodenquecksilbers mit Natrium vermieden wird, ist ein Quecksilbermanometer mit einem elektromagnetisch betriebenen, selbsttätigen Ventil angebracht, dessen Einrichtung ohne die beigegebene Zeichnung nicht geschildert werden kann. Dasselbe gilt von der Vorrichtung, die den kontinuierlichen Abfluß der entstandenen Lauge und ihren Ersatz durch frisches Wasser ermöglicht.

BÖTTGER.

**B. Bryan.** Conductivity of Flames Containing Salt Vapors. Phys. Rev. **22**, 18, 275—291, 1921, Nr. 4. Die Leitfähigkeit von Salzflammen wird nach der Methode von H. A. Wilson [Phil. Trans. (A) **216**, 63] als Funktion der Salzkonzentration untersucht. Das Verhältnis der Potentialgradienten in den mittleren Teilen weicher Flammen, durch die ein und derselbe Strom geht, und von denen die eine als Vergleichsflamme dient, wird durch Sonden elektrometrisch bestimmt und daraus das Verhältnis der Leitfähigkeiten ermittelt. Die Leitfähigkeit bei Speisung der Flamme mit destilliertem Wasser wird als Einheit benutzt und die Leitfähigkeit von Flammen damit verglichen, die mit verschiedener Konzentration von  $K_2CO_3$ ,  $Na_2CO_3$ ,  $CsCl$ ,  $CaCl_2$ ,  $BaCl_2$ ,  $Al_2Cl_6$  und  $H_3BO_3$  gespeist wurden. Bei den vier letzteren Stoffen ist die Leitfähigkeit angenähert proportional der dritten Wurzel aus der Konzentration, dagegen ist die Abhängigkeit bei den übrigen komplizierterer Natur. Um dies

theoretisch zu erklären, denkt sich Verf., daß die Salze in die Flamme in Form kleiner Kugeln gelangen, die durch Verdampfen von Flüssigkeitstropfen entstehen, und deren Volumen daher proportional zur Konzentration sind. Die Salzkugeln emittieren infolge der hohen Temperatur Elektronen und laden sich dabei positiv auf. Dadurch wirken sie wieder anziehend auf Elektronen und es entsteht ein Gleichgewichtszustand mit einer bestimmten Elektronenkonzentration, aus der das Kubikwurzelgesetz für große Werte der Leitfähigkeit folgt. — Auch Mischungen werden untersucht, die Leitfähigkeit liegt zwischen denjenigen der beiden Komponenten und läßt sich daraus mit erheblicher Genauigkeit berechnen.

HOLTMARK.

**Erich Marx.** Zur lichtelektrischen Theorie der Flammenleitung. Ann. d. Phys. (4) **65**, 657—674, 1921, Nr. 16. Im Anschluß an frühere Veröffentlichungen über die Theorie der Flammenleitung werden die Grundlagen der lichtelektrischen Theorie und ihrer bisherigen mathematischen Formulierung diskutiert. — Was die Hypothese selbst anlangt, so ist sie nach dem Verf. selbstverständlich, wenn man freies Alkali, entsprechend dem experimentellen Befunde Lenards, annimmt und die Intensität der vorhandenen Strahlung mit Beachtung der Leichtigkeit der Elektronenabgabe freien Alkalis, selbst bei ultraroter Bestrahlung, berücksichtigt. Der positive Ladungszustand des Alkalimetalls in der Flamme wird unter der vorhandenen Strahlung „Normalzustand“; es muß durch die Strahlung eine Art „Sättigungslichtelektrizitätsabgabe“ eintreten, so daß auf dem Ausbleiben einer ins Gewicht fallenden Erhöhung der Leitfähigkeit bei äußerer Belichtung nicht Einwände gegen das Vorhandensein lichtelektrischer Ionisation fußen können. — Es wird alsdann eingehend begründet, warum in dem Bilanzansatz des Verf. die aus dem lichtelektrischen Effekt in der Volumeneinheit auftretenden Elektrizitätsträger getrennt von denen eingeführt werden, welche von der glühenden Metallelektrode aus ins Volumen gelangen. Diese Trennung und der sich hieraus ergebende Ansatz, die beide früher nicht explizite begründet wurden, werden eingehend diskutiert, und es wird ausgeführt, warum es zulässig ist, daß die als Mittelwert über ein endliches Volumen aufgestellte Raumdichte als diejenige des Volumenelements aufgefaßt und in die Differentialgleichung eingeführt werden kann. — Die so erhaltene integrable Differentialgleichung unterscheidet sich von der J. J. Thomsons durch Auftreten eines Gliedes, welches eine als Folge von Oberflächenstrahlung und Diffusion auftretende Elektronendichte des Volumenelements darstellt. Der Weg ist nach Ansicht des Verf., bei der Unmöglichkeit, die Diffusion streng zu berücksichtigen, zurzeit der einzig mögliche, wenn man, wenigstens angenähert, den wirklichen Verhältnissen gerecht werden und den Einfluß sowohl der Oberflächenionisation, wie der Diffusion im Gebiete zwischen den Elektroden erhalten will. — Im letzten Teile der Abhandlung wird zu einigen Bemerkungen Beckers über Moreaus Versuche und das Quadratwurzelgesetz der negativen Wanderung einerseits, das Quadratwurzelgesetz der Konzentration andererseits Stellung genommen und die Bedeutung der Wechselzahl diskutiert. Hier ist auf die Abhandlung selbst zu verweisen.

MARX.

**Herbert Schönborn.** Über die Beweglichkeit radioaktiver Ionen in der Bunsenflamme. ZS.f. Phys. **4**, 118—130, 1921, Nr. 1. Gemessen wird die Beweglichkeit der beim Zerfall von Thorium C entstehenden positiv geladenen Rückstoßatome  $\text{ThC}''$ . In der Flamme eines Mekerbrenners sind zwei durch Wasser gekühlte Elektroden übereinander angeordnet, von denen die obere netzförmig ausgebildet ist und in Thoriumemanation aktiviert werden kann, während die untere aus einem einfachen Röhrchen besteht. Wird die Elektrodenspannung derart angelegt, daß die beim Zerfall des radioaktiven Niederschlages der oberen Elektrode entstehenden

Stickstoffatome gegen die Flammengase nach unten wandern, so können sie die untere Elektrode erreichen, also durch ihren Zerfall im Elektroskop nachgewiesen werden, wenn ihre im Bereich des kleinsten Potentialgradienten erlangte Geschwindigkeit die Flammengeschwindigkeit gerade übersteigt. Durch Messungen der Flammengeschwindigkeit und der Potentialverteilung mittels Sonden läßt sich dann die Beweglichkeit bestimmen. Dieselbe liegt je nach der Temperatur zwischen 200 und 400° C, in Übereinstimmung mit den von Lusby für Metallionen in der Bunsenflamme gefundenen Werten.

H. SCHÖNBORN.

**Lord Rayleigh.** A Photographic Spectrum of the Aurora of May 13—15, 1921. and Laboratory Studies in Connection with it. Proc. Roy. Soc. (A) **101**, 114—124, 1922, Nr. 709. Außergewöhnlich gute Aufnahmen des Nordlichtspektrums bei Gelegenheit der glänzenden Erscheinung im Mai 1921 zeigen, daß die Nordlichtlinie nicht mit der Kryptonlinie übereinstimmt. Versuche, die auftretenden negativen Stickstoffbanden im Laboratorium zu reproduzieren, gelangen nicht vollständig. Die gewonnenen Resultate begünstigen die Annahme, daß man es im Nordlicht mit Strahlen atomarer Struktur und nicht mit Elektronenstrahlung zu tun hat. Die Photographien zeigen fernerhin, daß die Linien der in den höchsten Schichten der Atmosphäre angenommenen Gase nicht vorhanden sind; während sich Wasserstoff bei allen Laboratoriumsversuchen auch in Spuren noch bemerkbar macht, fehlen diese Linien in den Aufnahmen. — In bezug auf die Erklärung des Fehlens der Helium- und Stickstofflinien stößt man auch bei Annahme einer atomaren Strahlung auf Schwierigkeiten. Verf. hält es für das beste, stets im Auge zu behalten, daß die Anregung des Nordlichts auf ganz andere Weise als durch Elektronen- oder Atomombardement von der Sonne her vor sich gehen könnte.

KEIL.

**Paul S. Epstein.** On the principles of the theory of quanta. Proc. Amsterdam Soc., 1193—1205, 1922, Nr. 8. [S. 1112.]

SMEKAL.

**J. D. Ellis.** Über die Deutung der  $\beta$ -Strahlspektren radioaktiver Substanzen. ZS. f. Phys. **10**, 303—307, 1922, Nr. 5. Der Verf. stellt seine, der Auffassung der Rutherford'schen Schule entsprechende Deutung der  $\beta$ -Strahlspektren (diese Ber. **2**, 1369, 1921, ferner Proc. Roy. Soc. (A) **101**, 1, 1922; Proc. Cambr. Phil. Soc. (2) **21**, 121, 1922] jener von Lise Meitner (diese Ber. **3**, 899—900, 1922) gegenüber. Nach ersterer soll nur das kontinuierliche  $\beta$ -Spektrum primären Ursprungs sein, das  $\beta$ -Linienpektrum wird hingegen sekundär an der Elektronenhülle durch  $\beta$ -Strahlen hervorgerufen, welche Quantenübergängen des Atomkerns ihre Entstehung verdanken. Letztere Auffassung hält der Verf. speziell durch die von ihm bewiesene Gültigkeit des Kombinationsprinzips für die zum Teil direkt gemessenen, zum Teil aus den  $\beta$ -Strahlgruppen errechneten  $\gamma$ -Frequenzen des RaB und ThC'' für gerechtfertigt. Der Nachweis von den für die Meitnersche Theorie erforderlichen Primär- $\beta$ -Strahlgruppen sei Lise Meitner nicht geglückt, da sich die betreffenden Gruppen in numerisch befriedigenderer Weise als von den äußeren Elektronenschalen der Atome abgelöste Sekundär- $\beta$ -Gruppen deuten lassen. Endlich wird gezeigt, daß die Meitnersche Deutung des von Ellis eingehend untersuchten RaB- $\beta$ -Spektrums älteren Messungen des RaB-Sekundärspektrums an Pb von Rutherford, Robinson und Rawlinson gegenüber unhaltbar wird. (Vgl. auch das nachfolgende Referat.)

A. SMEKAL.

**Eduard Smekal.** Zur quantentheoretischen Deutung der  $\beta$ - und  $\gamma$ -Strahlmission. ZS. f. Phys. **10**, 275—302, 1922, Nr. 5. Über die prinzipielle Veranlassung einer quantentheoretischen Deutung der  $\beta$ - und  $\gamma$ -Strahlmission, sowie die daran



geschlossenen allgemeinen Folgerungen ist bereits nach einer anderen Veröffentlichung des Verf. berichtet worden. Der Verf. präzisiert die Meitnersche Theorie (diese Ber. S. 899—900) derart, daß sie zugleich sämtliche Ergebnisse von Ellis (vgl. vorstehendes Referat) befriedigend zu deuten vermag und schließt dementsprechend die Erörterung des kontinuierlichen  $\beta$ -Spektrums von der Betrachtung aus. — Es werden zwei Arten von Quantenübergängen unterschieden: 1. Primär- $\beta$ -Strahlen entstehen, wenn das Kernelektron die ganze frei werdende Energie in Translation umsetzt, energiegleiche  $\gamma$ -Strahlen, wenn es an der Atomoberfläche festgehalten wird (bzw. im „Unendlichen“ zur Ruhe kommt — zwischen welchen Fällen experimentell derzeit nicht entschieden werden kann). Erfolgt mit letzterem Quantenübergang gleichzeitig die Entfernung eines  $K$ -,  $L$ -, ... -Elektrons aus dem zerfallenden Atom, so entstehen sekundäre  $\beta$ -Strahlen, deren Energie gegenüber jener der primären  $\beta$ -Strahlen bzw. der „ $\beta$ -Zerfall- $\gamma$ -Strahlen“ um die  $K$ -,  $L$ -, ... -Ablösungsarbeiten des Zerfallsproduktes vermindert erscheint. 2. Kern- $\gamma$ -Strahlen entstehen wie bei Ellis durch Quantenübergänge zwischen verschiedenen Energieniveaus des sonst unversehrt bleibenden Atomkerns. Erfolgt gleichzeitig mit ihnen die Entfernung eines  $K$ -,  $L$ -, ... -Elektrons aus dem gleichen Atom, so erhält man sekundäre  $\beta$ -Strahlen, deren Energie gegenüber dem Quantum der Kern- $\gamma$ -Strahlen um die  $K$ -,  $L$ -, ... -Ablösungsarbeit des unzerfallenen Atoms vermindert ist. — Die Feststellung, zu welcher Ordnungszahl die Ablösungsenergien gehören, würde also eine sichere Unterscheidung der beiden Fälle auch dann ermöglichen, wenn Primär- $\beta$ -Strahlen nicht nachweisbar sind, erfordert aber eine weitere Steigerung der Meßgenauigkeit. — Die Meitnersche Deutung des RaB-Spektrums wird ebenso wie von Ellis abgelehnt, und auf Grund direkten Vergleiches zwischen  $\beta$ - und  $\gamma$ -Spektrum eine Deutung vorgeschlagen, welche vier Primär- $\beta$ -Strahlen bzw. die ihnen entsprechenden Zerfallsmöglichkeiten erfordert und der die Ellisschen Ergebnisse nicht widersprechen können. — Die Ausdehnung der Betrachtungen auf die  $\alpha$ -Strahlen nimmt Bezug auf die mehrfachen  $\alpha$ -Reichweiten bei ThC und RaC. In letzterem Fall kann aus dem  $\beta$ -Spektrum eine  $\gamma$ -Frequenz berechnet werden, deren Quantum mit der den beiden  $\alpha$ -Reichweiten entsprechenden Energiedifferenz befriedigend übereinstimmt. — In einer Nachschrift wird der in Ellis' letzter Arbeit (vgl. vorstehendes Referat) geäußerten Meinung beigestimmt, daß die Existenz von Primär- $\beta$ -Strahlen experimentell nicht als erwiesen gelten kann, es wird aber theoretisch begründet, warum ein direkter Nachweis kaum Aussicht auf Erfolg hat und irrelevant sein kann für die Existenz der unter 1. angeführten Quantenübergänge. Demnach ist einstweilen sowohl die Ellissche Theorie als die vorliegende allgemeinere Auffassung, welche aus der Meitnerschen Theorie hervorgegangen ist, in gleicher Weise mit dem vorliegenden Beobachtungsmaterial verträglich, bis nicht mittels des angegebenen Kriteriums bezüglich der Ablösungsarbeiten bei den Sekundär- $\beta$ -Strahlen eine experimentelle Entscheidung geliefert werden kann.

A. SMEKAL.

**Adolf Smekal.** Zur quantentheoretischen Deutung des radioaktiven Zerfalls. Wien. Anz. 1922, 129—133, Nr. 16. [S. 1105.] SMEKAL.

**Anton Kailan.** Über die chemischen Wirkungen der durchdringenden Radiumstrahlung. 14. Die Einwirkung auf Oxalsäure, Kaliumtetraoxalat und Kaliumchlorat. Mitt. a. d. Inst. f. Radiumf. Nr. 144. S.-A. Wien. Ber. 130 [2a], 469—480, 1921, Nr. 9/10. Vgl. diese Ber. S. 328. SCHEEL.

**O. Fritz.** Zur spektrometrischen Bestimmung der Röhrenspannung I. Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. 29, 593—597, 1922, Nr. 5. Gleichzeitige Messung

der Röhrenspannung (spektroskopische Beobachtung von  $\lambda_{\min}$ , hieraus  $V_r$  berechnet) und der Sekundärspannung des Transformators (Messung der Primärspannung mittels Voltmeter und Multiplikation mit dem bekannten Übersetzungsverhältnis des Transformators) gibt Aufschluß über die Größe des Spannungsabfalls am rotierenden Hochspannungsgleichrichter. Dieser beträgt bei der Silexapparatur von Koch und Sterzel 5000 Volt für  $V_r = 50000$  Volt und nimmt zu bis 25000 Volt für  $V_r = 100000$  Volt, wobei ein Teil des Spannungsabfalles durch die Glimmverluste der Hochspannungseleitungen bedingt ist.

GLOCKER.

**J. Grossmann.** Aus der Physik der Röntgenstrahlen. Strahlentherapie **14**, 165—212, 1922, Nr. 1. In zwei Vorträgen anlässlich der Tagung der Deutschen Gesellschaft für Strahlentherapie im August 1921 gibt der Verf. eine Einführung in den Stand der physikalischen Röntgenforschung. Ausgehend von den Vorgängen bei der Entstehung der Röntgenstrahlen werden die Gesetzmäßigkeiten der Abhängigkeit des kontinuierlichen Spektrums von Spannung und Stromstärke erörtert unter besonderer Hervorhebung der für den ärztlichen Bestrahlungsbetrieb sich hieraus ergebenden Folgerungen. Der zweite Vortrag behandelt die verschiedenen Arten von Sekundärstrahlen (Elektronenstrahlen, charakteristische Eigenstrahlung und Streustrahlung) und ihre Bedeutung für die Dosierung.

GLOCKER.

**L. Halberstädter.** Physikalische Eigenschaften und biologische Wirkung der von der Rückseite der Antikathode ausgehenden Röntgenstrahlung. Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. **29**, 478—488, 1922, Nr. 4. Mit Hilfe von Lochkameraaufnahmen und Intensitätsmessungen (elektroskopisch, photographisch und mittels Zellenzelle) wird festgestellt, daß abgesehen von der Sekundärstrahlung der Glaswände 1. bei den gashaltigen Röntgenröhren nur die Vorderseite der Antikathode Röntgenstrahlen aussendet; 2. daß bei den gasfreien Röhren (Coolidge- und Lilienfeldröhren) auch die Rückseite der Antikathode Röntgenstrahlen aussendet, und daß im Fall der Coolidgegeröhre bei etwa 180000 Volt Spannung die rückwärtige Strahlung etwa  $\frac{1}{7}$  der Intensität der vorderseitigen Antikathodenstrahlung ausmacht. — Bei elektroskopischen Absorptionsbestimmungen und bei Messungen mit dem Glockerschen Analysator ergibt sich, daß die rückwärtige Strahlung weicher ist. Der Verf. zieht aus seinen Resultaten eine Reihe von Schlüssen in bezug auf die Verbesserung des Röntgenschutzes des Patienten und des Personals, sowie in bezug auf die Fernwirkung der Strahlung auf Personen, welche sich in den über dem Bestrahlungszimmer gelegenen Räumen befinden.

GLOCKER.

**E. H. Kennard.** Moment of Momentum of Magnetic Electrons. Phys. Rev. **20**, 19, 420, 1922, Nr. 4. Das mechanische Moment, welches nach der Elektronentheorie des Ferromagnetismus von den kreisenden Elektronen ausgeübt werden muß, ist gegeben durch  $\gamma = k \cdot \frac{m}{e} \cdot J$ , wo  $J$  die Magnetisierungsintensität,  $m/e$  das Verhältnis von Masse und Ladung der Elektronen in elektromagnetischen Einheiten und  $k$  einen Faktor bezeichnet, der nach der Theorie  $= 2$  sein soll, nach den sehr sorgfältigen Versuchen von Beck (Ann. d. Phys. **60**, 109, 1919) sich aber als 1 ergeben hat, während Barnett (sowie Einstein und de Haas, deren grundlegende, wenn auch nicht mit der höchsten Präzision durchgeführte Versuche der Verf. gar nicht erwähnt. D. Ref.) ebenfalls einen Wert unterhalb von 2 fand. Der Verf. weist darauf hin, daß der Widerspruch zwischen Theorie und Experiment verschwindet, wenn man annimmt, daß der Ferromagnetismus nicht einem Umlauf der Elektronen um eine Achse außerhalb, sondern einer Rotation um eine Achse innerhalb derselben zuzuschreiben ist; dann ergibt sich für  $k$  tatsächlich der Wert 1.

GUMMICH.

**Richard Hamer.** The Standardization of Permanent Magnets. Phys. Rev. (2) 19, 551, 1922, Nr. 5. Im allgemeinen wird man sich bei der Bestimmung des Kraftlinienflusses eines permanenten Magnets mit einer Genauigkeit von höchstens 1 Prom. begnügen müssen, für bestimmte Zwecke suchte der Verf. jedoch diese Genauigkeit noch zu verzehnfachen. Zu diesem Zweck kompensierte er den durch das Abziehen einer Spule vom Magneten hervorgebrachten Ausschlag des ballistischen Galvanometers durch einen entgegengesetzten Ausschlag, welcher durch die eine Normalspule umschließende Sekundärspule erzeugt wurde, so daß also ein sehr empfindliches Galvanometer verwendet werden konnte, das nur als Kontrollinstrument diente. Sieht man aber auch ab von der Schwierigkeit, daß der Ablauf des Induktionsstoßes in den beiden gegeneinander geschalteten Zweigen recht verschieden erfolgen muß, so setzt doch die ganze Methode voraus, daß der Fluß in der Normalspule noch genauer bekannt sein muß, als auf 0,1 Prom., und dies ist sicher auch mechanisch überhaupt nur unter Aufbietung ganz besonderer Vorsichtsmaßregeln zu erreichen; ob dies dem Verf. gelungen ist, entzieht sich bei der Kürze der Notiz dem Urteil. GÜMLICH.

**Kôtarô Honda.** Does the Critical Point depend on the Strength of the Magnetising Field? Science Rep. 10, 433—436, 1922, Nr. 6. Unter dem kritischen Punkt  $A_2$  versteht der Verf. die Temperatur, bei welcher das Material vom ferromagnetischen zum paramagnetischen Zustand übergeht, nicht aber die gewöhnlich damit bezeichnete Temperatur, bei welcher die Veränderung in der Magnetisierbarkeit am größten ist. Zur Festlegung der diesbezüglichen Magnetisierung/Temperaturkurve war die gewöhnliche magnetometrische Methode nicht genau genug; der Verf. benutzt dazu eine Torsionswaage (vgl. Science Rep. 9, 223, 1920) und je vier Feldstärken zwischen 400 und 2150 Gauß. Die verwendeten Proben hatten einen C-Gehalt von 0,0085, 0,67, 1,17 Proz.; sie befanden sich zur Vermeidung der Oxydation im Vakuum, und zwar wurde für jeden Versuch wegen der eventuell zu befürchtender Entkohlung eine neue Probe verwendet. Da die Magnetisierungsintensität in diesem Temperaturbereich der Feldstärke proportional ist, so steigen die Kurven mit der letzteren erheblich an und der kritische Punkt rückt scheinbar mit wachsender Feldstärke nach höheren Temperaturen; leitet man daraus aber die Kurve Suszeptibilität/Temperatur ab, so erkennt man, daß die Lage des kritischen Punktes unzweifelhaft unabhängig von der Feldstärke ist, und zwar für alle drei verschiedenen Materialien. Daneben ergibt sich aus den Beobachtungen, daß für die hypoeutektoiden Stoffe mit 0,68 Proz. C der Punkt  $A_3$  erheblich tiefer liegt, als beim reinen Eisen, und fast mit dem kritischen Punkt zusammenfällt. GÜMLICH.

**Nobuo Yamada.** On the Heat of Transformation of Austenite to Martensite and of Martensite to Pearlite. Science Rep. 10, 453—470, 1922, Nr. 6. An sechs Probestäben mit 0,38 bis 1,74 Proz. C bestimmte der Verf. die Umwandlungswärme beim Übergang von Austenit zu Martensit und von Martensit zum körnigen Perlit nach dem Mischungsverfahren, und zwar letztere mittels eines mit geschmolzenem  $\text{KNO}_3$  gefüllten und in einem Bad einer geschmolzenen Mischung von  $\text{KNO}_3$  und  $\text{NaNO}_3$  stehenden Silberkalorimeters, in welches die vorher abgeschreckten Probestäbe hereinfielen und wo sie innerhalb von zwei bis drei Minuten die Struktur von körnigem Perlit annahmen; die mittels eines Differential-Thermoelements beobachtete Wärmetönung entspricht dann der Lösungswärme des C im  $\alpha$ -Eisen. Es ergab sich ein linearer Anstieg mit dem C-Gehalt, der 1130 cal pro Gramm C erreicht. — Die Wärmetönung beim Übergang vom austenitischen zum martensitischen Zustand wurde nach Vorgang von Honda nach dem gewöhnlichen Mischungsverfahren beobachtet wobei die auf einer bestimmten Temperatur ober- und unterhalb des Umwandlungs-



unktes  $A_1$  gehaltene Probe, also mit austenitischer bzw. perlitischer Struktur, in ein Wasserkalorimeter fiel; aus dem Unterschied der Wärmemengen dieser Strukturen im Punkt  $A_1$  ließ sich dann unter Zuhilfenahme von Beobachtungen von Meuthen die Umwandlungswärme von Austenit zu Martensit berechnen. Sie steigt linear mit dem C-Gehalt an und erreicht 5,6 cal pro Gramm C für eutektoiden Stahl. Die spezifische Wärme von Troostit und Perlit ergab sich innerhalb der Beobachtungsfehler als identisch.

GÜMLICH.

**Yiyoshi Kido.** Magnetic Researches of Nitrogenised Steels. Science Rep. 10, 71—478, 1922, Nr. 6. Um zu ermitteln, in welcher Form N-Verbindungen von Eisen im Stahl vorkommen, untersucht der Verf. nach der von Honda (Science Rep. 5, 285, 1916) ausgebildeten Methode der magnetischen Analyse zehn Stahlproben mit einem C-Gehalt von 0,08 bis 3 Proz., die durch verschieden langes Einwirken von Ammoniakdämpfen bei 650° verschieden stark nitriert waren. Zur Vermeidung einer Abnahme der Nitrierung von außen nach innen, wie sie bei der Behandlung von kompakten Stäben eintreten würde, wurden die Proben in Pulverform nitriert und dann zur Hälfte in Stabform von 8 cm Länge und 0,6 cm Durchmesser zusammengepreßt, zur anderen Hälfte zur Analyse benutzt. Je nach der Höhe des C- und des N-Gehalts zeigten nun die Proben folgende Umwandlungspunkte: a) 215 und 750°; b) 470, 620, 750°; c) 250, 470, 620°; d) 350, 470, 620°. Diese Umwandlungspunkte gehören folgenden Verbindungen an: 215°:  $\text{Fe}_3\text{C}$ ; 250°:  $\text{Fe}_3\text{N}$ ; 350°: Doppelcarbid  $\alpha$ ; 470°:  $\text{Fe}_{12}\text{N}$ ; 620°: Doppelcarbid  $\beta$ , von denen die beiden Eisennitride bereits durch Tschischewski bekannt waren, während die von dem Verf. gefundenen, aber noch nicht näher untersuchten Doppelcarbide neu sind.

GÜMLICH.

**Paul Pascal.** Recherche magnétochimique des constitutions en chimie minérale. Les acides de l'arsenic. C. R. 174, 1698—1700, 1922, Nr. 26. Berechnet man aus den gefundenen Werten der molekularen Suszeptibilität der verschiedenen As-Verbindungen nach dem Additivitätsgesetz den Wert des As-Radikals und seiner As-Verbindungen, so erhält man zwei ganz getrennte Reihen, welche sich auf den beiden Werten des As von  $-209 \cdot 10^{-7}$  und  $-430 \cdot 10^{-7}$  aufbauen und mit dem C-Gehalt in arithmetischer Reihe ansteigen. Das As in seinen Verbindungen besitzt also zwei Atomsuszeptibilitäten je nach dem Sättigungswert seiner Zusammensetzungen, und dies ergibt sich auch für die übrigen Elemente derselben Familie, beispielsweise Sb, Bi, wobei der Minimalwert immer der unvollständigen Sättigung entspricht.

GÜMLICH.

**Jakob Kunz and E. C. Fritts.** A New Method for the Determination of the Magnetic Susceptibilities of Gases. Phys. Rev. (2) 19, 425, 1922, Nr. 4. Die beschriebene Methode beruht auf der Messung der Änderung der Selbstinduktion von Spulen durch Einführung von Gasen, wie sie ja für paramagnetische und diamagnetische Flüssigkeiten schon lange im Gebrauch ist.

GÜMLICH.

**John Coulson.** The Effect of Nascent Hydrogen on Hard Steel Magnets. Phys. Rev. (2) 19, 528, 1922, Nr. 5. Der Verf. führt die Erscheinung des Alterns permanenter Magnete auf die langsame Aufnahme von H zurück und untersucht die Wirkung von H in statu nascendi auf verschiedene Stahlsorten, indem er den Stahl als Kathode in einem Elektrolyt von 25 Proz.  $\text{SO}_4\text{H}_2$  benutzt. In jedem Falle zeigte sich nach kurzer Zeit eine starke Abnahme des Moments, die unter Umständen 19 Proz. erreichte, und zwar trat die Wirkung bei bestimmten Stahlsorten langsam und gleichmäßig auf, bei anderen nach wenigen Minuten in Form eines ganz plötzlichen Abfalls, während sie vorher und nachher nur sehr gering blieb. Erwärmung des Elektrolyten

beschleunigte den Prozeß; bei 60° erreichte derselbe innerhalb einer Stunde einen Endzustand. Mechanische Angriffe, wie Hämmern usw., hatten keinen merklichen Einfluß auf das mit H angereicherte Material; die Eindringtiefe ließ sich mikrographisch feststellen. — Daß der H eine derartig verschlechternde Wirkung ausübt, soll natürlich nicht bestritten werden; die Erscheinung ist insofern besonders interessant, als H bekanntlich umgekehrt bei magnetisch weichen Materialien stark härtend wirkt (vgl. das Elektrolyteisen). Mit den bekannten Alterungserscheinungen der permanenten Magnete, denen man mittels des Strouhal-Barusschen Verfahrens vorzubeugen sucht, hat diese Erscheinung aber sicher nichts zu tun. GÜMLICH.

**John R. Hobbie, Jr.** Magnetostriction with small magnetizing fields. Phys. Rev. 19, 456—466, 528—529, 1922, Nr. 5. Die von Pupin angegebene Methode beruht darauf, daß der zu untersuchende Draht in einer von Wechselstrom durchflossenen Spule untergebracht wird und die in ihm erzeugten Magnetostruktionschwingungen auf einen piezoelektrischen Kristall überträgt, dessen Ladung vergrößert und gemessen wird. Bei Verwendung eines Quarzkristalls ließen sich Verlängerungen von  $2 \cdot 10^{-9}$  messen, bei Verwendung von Steinsalzkrystallen solche von  $2 \cdot 10^{-11}$ , ja unter besonderen Vorsichtsmaßnahmen bis zu  $3 \cdot 10^{-12}$ . Wegen der Einzelheiten der Anordnung muß auf das Original verwiesen werden. Die Untersuchung eines Eisen- und eines Nickeldrahtes gab einen nahezu linearen, durch den Nullpunkt gehenden Verlauf. GÜMLICH.

**Arthur Whitmore Smith.** A Magnetic Fall of Potential Method for Testing Short Bars of Iron. Phys. Rev. (2) 19, 424—425, 1922, Nr. 4. Der Verf. will die Streuung der Induktionslinien zwischen Probestab und Joch, welche die Ursache der Schwierigkeit der Jochmessung ist, durch eine das Joch umgebende besondere Magnetisierungsspule aufheben, und die Kontrolle, ob dies gelungen ist, mittels einer An von magnetischem Spannungsmesser durchführen. Diese Vorschläge sind nicht neu, beispielsweise beruht das Burrowsche kompensierte Joch auf einer derartigen Anordnung, die aber, falls sie auch nur angenähert zum Ziele führen soll, recht kompliziert sein muß. GÜMLICH.

**Edmond Bauer.** Sur le champ électromagnétique des trajectoires stationnaires de Bohr. C. R. 174, 1335—1338, 1922, Nr. 21. [S. 1115.] SMEKAL.

**Georg Graf Arco.** Moderner Schnellempfang und Schnellsenden. Jahrb. d. drahtl. Telegr. 19, 33—355, 1922, Nr. 5 6. Eine notwendige Voraussetzung für ökonomische Schnelltelegraphie (30 bis 150 Worte pro Minute) ist der Duplex-Betrieb. Beide Sender senden und beide Empfänger empfangen gleichzeitig, und Sender und Empfänger werden auf beiden Seiten von einer gemeinsamen Betriebszentrale aus bedient. Eine obere Begrenzung der Wortgeschwindigkeit liegt hauptsächlich in der relativ erheblichen Aufschaukelungszeit bei Verwendung mehrerer wenig gedämpfter Selektionskreise im Empfänger, welche im Hinblick auf die Lesbarkeit der Signale besonders wirksam sind, wenn sie auf Mittelfrequenz abgestimmt werden. Diese wird durch geeignete Überlagerer als Schwebungsfrequenz erhalten; nach mehrstufiger Verstärkung wird dann durch einen zweiten Überlagerer Tonfrequenz erzeugt. Von schnell arbeitenden Registrierapparaten (für etwa 4 bis 10 Milliamp.) ist besonders technisch durchgebildet der Syphon-Recorder und der Schnelldrucker von Siemens u. Halske, letzterer mit besonderer Personalersparnis verbunden. Die große Selektivität der Empfangsseite fordert vom Schnellsender besondere Konstanz der Schwingungen auch beim Tasten großer Leistungen, d. h. bei Hochfrequenzmaschinen keine Tourenzahlschwankungen, wie solche hauptsächlich durch den Wechsel der Be-

lastung beim Tasten und infolge der Einwirkung der Netzschwankungen auf den Motor eintreten. Die Beseitigung der ersten Ursache erfolgt dadurch, daß beim Tasten automatisch der Widerstand der Rotorwicklung des Motors und eventuell gleichzeitig dessen Feld verändert wird. Die Ausgleichung der Netzschwankungen erforderte zunächst die Konstruktion eines hochempfindlichen Indikatorinstrumentes für dieselben, z. B. des auf der Phasensprungmethode beruhenden von Siemens u. Halske. Es liegen bei diesem Instrument die beiden Spulen eines Differentialgalvanometers je in einer Zuleitung, welche von einem Pole der Hochfrequenzmaschine zu je einer Anode zweier Röhren führt, deren Kathoden gemeinsam am anderen Maschinenspole liegen. Gleichzeitig wirkt die Maschine induktiv auf einen auf die Betriebsfrequenz abgestimmten Resonanzkreis, dessen Kondensatorpole je mit einem Gitter der Röhren verbunden sind. Frequenzänderungen der Maschine und damit Aufhören der Resonanz führen durch Phasenverschiebungen zu Störungen der Symmetrie des Systems und einem Ausschlag des Galvanometers. Die Tourenkorrektur auf Grund dieses Anzeigeelementes kann dann durch einen Tyrillregler erfolgen. — Das Tasten großer Sendeenergien erfolgt durch Verstimmungsmittel, besonders durch Änderung eines Hilfs-Magnetisierungsgleichstromes einer Eisenkernspule (Steuerdrossel). Tastung von 400 kW Antennenleistung kann so durch Ein- und Ausschaltung von 300 bis 500 W Gleichstrom bewirkt werden.

SÄNGEWALD.

**Richard Baldus, Eberhard Buchwald und Rudolf Hase.** Zur Geschichte der Richtwirkungs- und Peilversuche auf den Flugplätzen Döberitz und Lärz. Jahrb. d. drahtl. Telegr. 15, 99—101, 1920, Nr. 2.

BUCHWALD.

**Eberhard Buchwald und Rudolf Hase.** Über Richtempfangsversuche im Flugzeug. Jahrb. d. drahtl. Telegr. 15, 101—113, 1920, Nr. 2. Eine Erdstation sendet gedämpft mit geknickter T-Antenne und Welle 250, ein Flugzeug sondiert das elektrische Feld als beweglicher Resonator. Es ist dazu mit einer 35 m langen, frei herabhängenden, unten mit Blei beschwerten Antenne ausgestattet; die Empfangsintensität wird mittels Barretters und Zeigergalvanometers von  $2.7 \cdot 10^{-7}$  Empfindlichkeit quantitativ gemessen. Kehrt das Flugzeug der Erdstation seine Seite zu, so ergibt sich annähernd quadratische Abnahme der Intensität mit der Entfernung; beim Anflug, Überfliegen der Station und Abflug sind in qualitativer Übereinstimmung mit elementaren Rechnungen von Burstyn zwei Intensitätsmaxima zu beobachten. Überfliegt das Flugzeug denselben Geländepunkt in verschiedenen Richtungen und gleicher Höhe, so tritt die Richtwirkung besonders deutlich hervor: Hauptmaximum beim Zufliegen auf die Station, unter Umständen sekundäres schwaches Maximum beim Wegflug. Ein Vergleich mit Messungen von Baldus und Hase über die Sendecharakteristik der Flugzeugantenne lehrt, daß das Flugzeug hinsichtlich seiner Send- und Empfangsfähigkeit quantitativ reziprok arbeitet; die Übereinstimmung mit den Burstynschen Rechnungen zeigt, daß man trotz des Bodeneinflusses mit großer Annäherung für Flugzeug- und Bodenantenne zwei einfache Dipole bestimmter Richtung setzen darf.

BUCHWALD.

**Eberhard Buchwald.** Über die Wirkung von Schellers drahtlosem Kursweiser auf das Flugzeug. Jahrb. d. drahtl. Telegr. 15, 114—122, 1920, Nr. 2. Der Schellersche drahtlose Kursweiser besteht aus zwei an der gleichen Stelle unter geeignetem Winkel aufgebauten Horizontalantennen, die abwechselnd an einen dauernd arbeitenden Sender angeschlossen werden, derart, daß die eine einen bestimmten Buchstaben, etwa *aa* ..., die andere in den Zwischenräumen den negativen, *nn* ..., sendet. Je nachdem sich die Empfangsstation näher der Richtung der einen oder anderen Antenne befindet, hört sie *a* oder *n*, in den Winkelhalbierenden der Antennen aber Dauerstrich. Beim Empfang im Flugzeug ergeben sich gänzlich abweichende Resultate.



Sie lassen sich — soweit die Flüge in größeren Höhen verlaufen — theoretisch deuten, wenn man nach Burstyn den Einfluß der Erde vernachlässigt, Flugzeug- und Sendantennen als einfache Dipole auffaßt und elementare Komponentenzerlegungen des elektrischen oder magnetischen Vektors durchführt. BUCHWALD.

**Richard Baldus und Rudolf Hase.** Energetische Messungen im Hertzischen Felde der Flugzeugantenne. *Jahrb. d. drahtl. Telegr.* 15, 354—391, 1920, Nr. 5. Ein gedämpft sendendes Flugzeug mit frei herabhängender Antenne stellt einen beweglichen schwingenden Dipol dar; sein Hertzisches Feld wird durch eine Bodenstation ausgemessen, die mit einem Haseschen Barreter und Permanentsaitengalvanometer die Empfangsintensitäten quantitativ feststellt. Zahlreiche mit außergewöhnlichen experimentellen Hilfsmitteln durchgeführte Versuchsreihen zeitigen unter anderem folgende Ergebnisse: Bei 500 m Flughöhe und seitlicher Stellung des Flugzeugs nimmt die Empfangsenergie zwischen 1,5 und 7,5 km nahezu umgekehrt proportional dem Quadrate der Entfernung ab. Beim Überfliegen der Bodenstation ergeben sich charakteristische Empfangsenergiekurven, die sich in ihrem typischen Verlaufe gut mit den Forderungen der Theorie decken; dabei wächst die Energie zugleich mit der Flughöhe. Kreuzt das Flugzeug bei konstanter Flughöhe in verschiedenen Richtungen über demselben Geländepunkte, so zeigt sich eine von der Flughöhe und der Entfernung abhängige, stark ausgeprägte Richtwirkung; z. B. verhalten sich bei 1600 m Höhe und 10 km Entfernung die Energien beim Hinflug und Wegflug wie 54:1. Kreisflüge um die Bodenstation lassen keine Richtwirkung von deren geknickter T-Antenne erkennen; Richtwirkung kann jedoch durch Bodeneinflüsse vorgetäuscht werden. Wird eine horizontale Bodenantenne benutzt, so ergibt sich deren typische Empfangscharakteristik, die jedoch überraschenderweise um 55° entgegengesetzt der Flugrichtung gedreht ist. Schließlich wurden für eine Reihe anderer, insbesondere fester Flugzeugantennen und ungedämpfter Sender Sendecharakteristiken mit Kristalldetektor und Saitengalvanometer aufgenommen und Vergleichswerte für die Strahlungsfähigkeit dieser Antennenformen gewonnen. BUCHWALD.

**F. Wolf.** Atmosphärische Störungen nach Beobachtungen am drahtlosen Empfänger auf dem Königsstuhl bei Heidelberg. *ZS. d. drahtl. Telegr.* 19, 289—299, 1922, Nr. 4. Die Arbeit enthält das Ergebnis zweijähriger Beobachtungen der Häufigkeit und Lautstärke atmosphärischer Störungen auf den Wellenlängen 2000 und 12500 m mittels eines einfachen aperiodischen Detektorkreises, welcher induktiv an einen Schirmantennenkreis gekoppelt ist. Durch Niederdrücken einer Taste mit doppeltem Kontakt wird für Augenblicke der Detektorkreis vom Empfangstelephon abgeschaltet und an dieses angelegt eine durch ein Potentiometer bis zu dem Betrage regulierte Hilfsspannung, bei dem die Lautstärke des beim Loslassen der Taste entstehenden Knackens mit der des Irrgängers übereinstimmt. Der Logarithmus der Intensität des durch ein Drehspulengalvanometer im Hilfskreise gemessenen Stromes ist ein Maß für die gesuchte Lautstärke. Die Beobachtungen für Störungszahl und -stärke ergeben deutlich eine tägliche und jährliche Periode, die letztere mit dem Hauptminimum im Februar und dem Hauptmaximum im Sommer; die erstere zeigt Minima bei Sonnenauf- und -untergang, Maxima nachmittags und nachts. Hinsichtlich der Abhängigkeit von der Wellenlänge zeigt sich, daß Anzahl und Lautstärke auf Welle 2000 viel größeren Schwankungen unterworfen sind, als auf Welle 12500, auf welcher sie auch nicht so scharf ausgeprägte Extremwerte haben. Analog den Schwankungen, welche die Reichweite drahtloser Sendestationen tagsüber erleidet, sind die Morgen- und Tagwerte von Anzahl und Lautstärke der Störungen auf kleinerer Welle stets kleiner, die Nachtwerte stets größer als auf längerer Welle. SÄNGEWALD.

**Thurn.** Das drahtlose Fernsprechen mit Hilfe von Röhrensendern. Elektrot. Umschau **10**, 167—169, 1922, Nr. 16. SCHEEL.

**E. C. Wente.** The sensitivity and precision of the electrostatic transmitter for measuring sound intensities. Phys. Rev. (2) **19**, 498—503, 1922, Nr. 5. Es wird ein Kondensatortelephon beschrieben, das gegenüber dem früher behandelten (Phys. Rev. **10**, 39, 1917) verbessert ist. Eine Stahlmembran von 0,0051 cm Dicke, welche über einen Ring gespannt ist, steht einer starren Metallplatte im Abstand von 0,0025 cm gegenüber. Die Platte ist mit ringförmigen Rillen, die eine weitgehende Regulierung der Eigenschwingung und der Dämpfung ermöglichen, versehen. Der innere Luftraum ist zum Schutz gegen Feuchtigkeit luftdicht abgeschlossen. Eine Gummimembran gestattet einen Ausgleich des statischen Druckes. Die Eigenschwingung des Instrumentes liegt bei etwa 10 000. Es wird eine Eichkurve gegeben, welche als Mittel aus Messungen an acht Apparaten gewonnen ist. Sie gibt die absolute Empfindlichkeit und die Phasenverschiebung zwischen Druck und erzeugter Spannung in einem Frequenzbereich von 10 bis 10 000 Schwingungen. Die maximale Abweichung der einzelnen Apparate untereinander war 20 Proz. Die mittlere Empfindlichkeit beträgt ungefähr 0,35 Millivolt/Dyn. Sie ist nahezu unabhängig von Einflüssen der Temperatur und des Luftdruckes und bleibt lange Zeit konstant. Durch geeignete Wahl eines Verstärkers, der bei Messungen mit dem Kondensatortelephon praktisch stets mit benutzt werden muß, läßt sich eine gleichförmige Empfindlichkeit für einen Bereich von 25 bis 8000 Schwingungen erzielen. Dieser Umstand macht den Apparat sehr geeignet für die absolute Messung der Intensität von komplexem Schall. Handelt es sich um bestimmte Töne, so ist ein abgestimmter Verstärker zu verwenden. KUNZE.

**Karl Küpfmüller.** Zur Theorie und Messung des Nebensprechens in Spulenleitungen. Wiss. Veröffentl. Siemens-Konzern **1**, Heft 3, 18—30, 1922. Zur theoretischen Behandlung des Nebensprechens zwischen zwei Spulenleitungen werden diese durch zwei Kettenleiter ersetzt, zwischen deren entsprechenden Gliedern schwache kapazitive Kopplungen wirken. Sind die beiden Leitungen verschieden, so muß man zwei verschiedene Dämpfungszahlen für das Nebensprechen von 1 auf 2 bzw. von 2 auf 1 definieren. Es erweist sich als praktisch, bei der Messung dieser Dämpfungen die zweite (induzierte) Leitung am Anfang über einen hohen Widerstand zu schließen; dann braucht der Wellenwiderstand der Eichleitung nur ungefähr dem Scheinwiderstand der induzierenden Leitung gleich zu sein. Man kann die Eichleitung also aus Ohmschen Widerständen zusammensetzen; eine für hohe Dämpfungszahlen besonders geeignete Ausführungsform wird beschrieben. SALINGER.

**Edward C. Wente.** The thermophone. Phys. Rev. (2) **19**, 333—345, 1922, Nr. 4. [S. 1128.] KUNZE.

**T. W. Case.** Infra red telegraphy and telephony. Journ. Opt. Soc. Amer. **6**, 398—406, 1922, Nr. 4. [S. 1172.] SALINGER.

**F. W. Meyer.** Energiesteuerungen und -wandlungen durch die Verfahren der technischen Elektronik in ihrer Bedeutung für die motorischen Betriebe, die elektrische Fernübertragung und die Dampf-, Gas- und sonstigen Zentralen. Elektrot. u. Maschinenbau **40**, 325—332, 1922, Nr. 28. Zur Vereinfachung der Energieübertragung, ihrer Entbindung von der Erzeugung und Verwendung und zur Vereinfachung der Maschinen gibt der Verf. einleitend die Grundforderungen der Energiesteuerung und -wandlung an. Er behandelt die verschiedenen Anwendungsgebiete der Lichtbogenentladungen als Gleichstrom-Wechsel-

strom- und Wechselstrom-Gleichstrom-Umwandler und Frequenzumformer, und die der Glühkathoden-, Vakuum- und Gasentladungen mit Steuerung mittels Thermoeffekt, Gitter, Hilfselektrode oder besonderer Kaskadenschaltung für Umwandlung auch größerer Leistungen. Die Vor- und Nachteile elektromagnetischer, thermischer und rein elektrischer Kontrolle werden noch besonders hervorgehoben. STÜBLER.

**F. W. Meyer.** Die Steigerung der Empfindlichkeit in der technischen Elektronik nach den Anforderungen des Maschinenbaues. Elektrot. ZS. 43, 981—982, 1004—1009, 1034—1038, 1922, Nr. 30, 31, 32. Der Verf. bringt einleitend einen Überblick über die Einführung und Anpassung der technischen Elektronik an die Forderungen des Maschinenbaus mit der Entwicklung der Empfindlichkeitssteigerung und Leistungserhöhung bei kleinsten Regel- und Steuerfunktionen. An einer Anordnung eines Verschärfungssystems in einem Elektronenemissionsrelais mit einer Glühkathode werden einfache Beziehungen für das Haupt-, Verschärfungs- und kombinierte System abgeleitet, woraus sich ergibt, daß im allgemeinen mit gewissen Beschränkungen mit Proportionalität zwischen Kontrollspannung und Strom gerechnet werden kann. In einem weiteren Abschnitt wird die Anpassung der Apparate an dem Beispiel eines Gleichstromnebenschlußmotors mit einem Hochempfindlichkeitsfeldregelrelais erläutert. Zum Schluß führt der Verf. noch einige Sonderkonstruktionen zur Leistungs- und Stromerhöhung mit indirekter Kathodenerhitzung und unterteilter Anode an. STÜBLER.

**U. Knorr.** Beitrag zur graphischen Behandlung von Erwärmungsvorgängen. Elektrot. ZS. 43, 1032—1034, 1922, Nr. 32. Das vorliegende Verfahren, bei beliebig schwankend belasteten Maschinen den Temperaturverlauf in Abhängigkeit der Zeit aufzuzeichnen, geht von der Beziehung aus, daß die in einem Körper verbleibende Wärmemenge  $(W_z - W_a) dt$  gleich ist der Übertemperatur des Körpers  $Q \cdot \sigma d\tau$ . Demnach ist der Fortschreitwinkel  $\alpha$  der Erwärmungs- bzw. Abkühlungslinie  $\tau/t$ :

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{d\tau}{dt} = \frac{W_z - W_a}{Q \cdot \sigma} = \frac{J^2 - i^2}{Q \cdot \sigma / 4189 r},$$

wenn  $i$  den der abgeführten Wärmemenge entsprechend gedachten Strom und  $r$  den für die Erwärmung in Betracht kommenden elektrischen Widerstand bedeutet. Die Differentialgleichung wird auf graphischem Wege gelöst. Bei der Konstruktion wird von der für konstante Belastung ermittelten Erwärmungslinie ausgegangen, im Gegensatz zu dem üblichen Subtangentenverfahren mit rein exponentiellem Verlauf der Erwärmungslinie. Das Verfahren mit Bestimmung der Maßstäbe wird kurz erläutert. STÜBLER.

**T. Nishi.** Synchronous operation of alternators through capacitance. Synchronizing effect of two parallel transmission lines. General Electric Rev. 25, 146—150, 1922, Nr. 3. An einer Anzahl Hochspannungskraftübertragungen mit zwei auf einem Gestänge verlegten, aber voneinander unabhängigen Leitungssystemen wurde besonders bei Leerlauf ein Synchronisierungseffekt der beiden Systeme bemerkt, den der Verf. auf ungleiche kapazitive Beeinflussung der beiden Leitungssysteme gegeneinander zurückführt. Er zeigt am Diagramm die Tendenz der Synchronisierung zweier Generatoren in Reihenschaltung bei kapazitiver Belastung und berechnet für zwei Doppelkraftübertragungen trotz mehrfacher Kreuzung der Leitungen durch die besondere Anordnung derselben am Gestänge verschiedene Werte der gegenseitigen Kapazität, demzufolge die eine Doppelleitung einen besonders starken Synchronisierungseffekt, die andere die Tendenz eines stabileren Verhaltens bei Phasen-



verschiebung der beiden Netzspannungen von  $180^\circ$  zeigte, da hier die Beziehung der Phasen der beiden Generatoren gerade entgegengesetzt war. Die Bestätigung dieser Theorie erfolgte durch den Verf. mit zwei 5-kVA-Generatoren an sechs  $2\text{-}\mu\text{F}$ -Kondensatoren in unsymmetrischer Schaltung. STÜBLER.

**Guéry.** Sur une propriété curieuse d'un montage spécial des machines électriques excitées en série. C. R. **174**, 1620—1623, 1922, Nr. 25. Eine besondere Zickzackschaltung von Wechselstrommotoren wird auf ihre Verwendbarkeit bei gerader und ungerader Zahl in Parallelbetrieb geprüft. STÜBLER.

**Koch.** Die Aufnahme der Charakteristik einer Gleichstrom-Nebenschluß-Dynamomaschine mit Fremderregung. Helios **28**, 385—391, 1922, Nr. 33. STÜBLER.

**V. Rogowski.** Der Kurzschlußstrom eines Wechselstromgenerators. Arch. Elektrotechn. **11**, 147—154, 1922, Nr. 24. Der Verf. gibt eine einfache, übersichtliche Rechnung für das Zustandekommen der ungewöhnlichen Kurzschlußströme bei Wechselstromgeneratoren. In erster Annäherung werden für die zwei Hauptstellungen des Rotors zur Statorwicklung die Widerstände dieser Wicklungen gleich Null angenommen, während für die Art des Abklingens diese mit den näherungsweise ermittelten Strömen für die Spannungsabfälle berücksichtigt werden müssen. Durch einfache Integration wird in zweiter Näherung als wesentlicher Faktor der Dämpfung der Kurzschlußströme für die eine Hauptstellung der Widerstand und die Streuinduktivität der Erregerspule, für die zweite Hauptstellung daneben noch der Widerstand und die Streuung der Statorspule gefunden. Für strenge Behandlung des Kurzschlußvorganges wird auf die Arbeiten von Biermanns und Dreyfuss verwiesen. STÜBLER.

**Th. Homolatsch.** Graphisches Verfahren zur Ermittlung des Feldschwächungsgrades bei Bahnmotoren. Elektrot. ZS. **43**, 1063—1064, 1922, Nr. 33. Zur Ermittlung des Feldschwächungsgrades bei Gleichstrommotoren für eine bestimmte Drehzahlerhöhung geht der Verf. von der Beziehung aus: das Drehmoment  $\Phi$  ist annähernd proportional  $\Phi \cdot J$ . Dem Strom  $J$  entspricht dabei eine bestimmte Drehzahl  $n$ . Soll nun diese um  $p$  Proz. erhöht werden, so muß das Feld um  $1 - \frac{100}{100+p}$  100 Proz. geschwächt werden. Graphisch läßt sich der zugehörige Erregerstrom ausgehend vom Schnittpunkt  $\Phi_1$  der Drehmomentenlinie  $D_1$  mit der magnetischen Charakteristik  $\Phi = f(J)$  als Abszisse des Schnittpunktes einer Parallelen durch den Punkt  $\Phi_2$  mit der magnetischen Charakteristik leicht finden. STÜBLER.

**Reinhold Rüdenberg.** Das Ausschalten von Gleichstrom und Wechselstrom bei induktiven Starkstromkreisen. Bull. Schweiz. Elektr. Ver. **13**, 248—263, 1922, Nr. 6. Im ersten Teil behandelt der Verf. das Ausschalten von Gleichstrom. Bei veränderlichem Widerstand der Schaltstelle erhält man keine lineare Differentialgleichung, weshalb das Superpositionsprinzip nicht anwendbar ist. Der Verf. führt hier bestimmte Gesetze für die Veränderung des Kontaktwiderstands oder der Ausschaltspannung ein und löst damit die Gleichungen. Beim Widerstandsschalter wird die Ausschaltspannung mit Berücksichtigung der Öffnungsdauer und die Schaltarbeit für die Bemessung der Größe der Schaltkontakte vereinfacht abgeleitet. Beim Lichtbogenschalter und beim Schalter mit Parallelwiderstand ist die Differenzspannung zw. der Verlauf der Lichtbogencharakteristik für das Löschen von wesentlichem Einfluß, was auch an Oszillogrammen gezeigt wird. STÜBLER.

**E. Löwenstein.** Neuartige elektrische Öfen für Temperaturen von 2500° und darüber. *Centralbl. f. Min.* 1922, 283—285, Nr. 9. Beschreibung einer von der Verkaufsvereinigung Göttinger Werkstätten nach dem Nernst-Tammann-Prinzip gebauten kleinen Widerstandsofentype für 3 und 5 kVA, bei der die Stromzuführung zum Kohlerohr zwecks Verminderung des Abbrands durch gekühlte Kupferbacken erfolgt und eine drehbare Lagerung schnelles Ausgießen und Abschrecken des Schmelzguts ermöglicht. C. MÜLLER.

**Carl Müller.** Glühzünder von hoher Bruchsicherheit. *ZS. f. techn. Phys.* 3, 235—238, 1922, Nr. 6. Es wird die Konstruktion und Fabrikation eines während des Krieges für die deutsche Marine ausgebildeten neuen, außerordentlich stoßfesten Glühzünders beschrieben, bei dem statt des üblichen an Kupferzuleitungen angelöteten Platinglühdrahts, der an der Lötstelle leicht brüchig wird, ein zur Schleife gebogener Bimetalldraht (Kupfersilberdraht mit Platinseele) verwendet ist, dessen Mäntel galvanoplastisch gebildet werden und dessen Platinseele am Schleifenbogen durch elektrolytische Ätzung freigelegt wird. Glühzünder der neuen Art lassen sich außerdem mit ungelernten Arbeitskräften in weit besserer Widerstandsgleichheit fertigen, als nach dem alten Lötverfahren durch geschulte Arbeiter möglich ist. C. MÜLLER.

**B. E. Shackelford.** Static Electrical Charges Detected by Neon Tester. *Chem. and Metallurg. Eng.* 26, 703, 1922, Nr. 15. Eine mit Neon gefüllte Geisslersche Röhre ist sehr empfindlich für elektrische Spannungen, sie kann daher z. B. als Detektor für statische Ladungen dienen, wie sie sich in manchen chemischen Fabriken ausbilden können, und wo sie dann mancherlei Störungen verursachen. — Der Verf. beschreibt eine von der Westinghouse Lamp Co. unter der Bezeichnung Spark C in den Handel gebrachte Neonröhre. Sie befindet sich in einem isolierenden Gehäuse mit einem Fenster, die eine Elektrode ist mit einem äußeren Kontakt verbunden, die andere ist mit einer kleinen Kondensatorplatte versehen. Der zum Leuchten der Röhre notwendige Strom ist sehr gering, die Röhre spricht bei einigen 100 Volt Spannung an; ihr Gebrauch ist einfach. DIETERLE.

**M. Levy-Dorn.** Die Röntgenphysik, die allgemeine Röntgentechnik, das diagnostische Röntgenverfahren. (Allgemeiner Teil.) Mit 52 Abbildungen im Text. 141 S. Leipzig, Verlag von Dr. Werner Klinkhardt, 1922. (Handb. d. ges. med. Anwend. d. Elektr. 3, 1. Teil, Lieferung 1.) Das für den Arzt bestimmte Buch enthält auf den ersten 16 Seiten eine kurze Zusammenfassung der Grundtatsachen der Elektrizitätslehre und der Röntgenphysik (Natur der Kathoden- und Röntgenstrahlen und deren Wirkungen). Der größere Teil des Werkes ist der Röntgentechnik gewidmet, wobei die praktischen Winke dem Leser besonders erwünscht sein werden. Im einzelnen werden behandelt: Gasfreie und gashaltige Röntgenröhren, Apparate zur Erzeugung des hochgespannten Stromes, Meßgeräte. — Der dritte Teil enthält eine Beschreibung der technischen Hilfsmittel des diagnostischen Röntgenverfahrens, nämlich der Blenden und Stative und der photographischen Technik, wobei auch die Stereoskopie und Kinematographie berücksichtigt sind. GLOCKER.

**Hans Th. Schreus.** Grundlagen der Dosimetrie der Röntgenstrahlen. Mit 48 Abbildungen im Text. 156 S. Leipzig, Verlag von Dr. Werner Klinkhardt, 1922. (Handb. d. ges. med. Anwend. d. Elektr. 3, Teil 2, Lieferung 2.) Das Buch gliedert sich in folgende Teile: Physikalische Grundlagen der Dosimetrie (Röntgenspektrum, Absorption, Filterung). Theorie der Dosismessung (Definition der Begriffe usw.). Beschreibung der verschiedenen Verfahren zur Dosismessung, wobei der Tiefendosierung

ein besonderes Kapitel gewidmet ist. — Das Werk enthält durchweg die neuesten Forschungsergebnisse auf dem Gebiet der Dosimetrie, von den älteren Arbeiten sind nur die wichtigsten berücksichtigt.

GLOCKER.

**Heinrich Martius.** Das röntgentherapeutische Instrumentarium. Mit 51 Abbildungen im Text. 62 S. Leipzig, Verlag von Dr. Werner Klinkhardt, 1922. (Handb. d. ges. med. Anwend. d. Elektr. 3, Teil 2, Lieferung 1.) Der vorliegende Band III, Teil 2, Lieferung 1, behandelt im wesentlichen dieselben Gegenstände wie der Band III, Teil 1. Während aber dort mehr die allgemeinen Eigenschaften der Röntgenröhren und Apparate beschrieben sind, werden hier nähere Einzelheiten der Konstruktionen, wie sie sich besonders auf Grund der Bedürfnisse der Tiefentherapie ergeben haben, dargeboten. Die Darstellung entspricht überall dem neuesten Stand der Technik. Außer den Röntgenapparaten und Röhren werden auch die Hilfsgeräte (Stative, Schutzvorrichtungen usw.) behandelt.

GLOCKER.

**A. Schönfeld.** Ökonomie des Röntgenbetriebes. Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. 29, 553—566, 1922, Nr. 5. Statistische Übersichten über Lebensdauer und Defektursache von 95 Röntgenröhren verschiedener Systeme und Anleitung zur Berechnung der Betriebsunkosten für ein ärztliches Röntgeninstitut.

GLOCKER.

**C. R. Schlayer und H. Nick.** Versuche zur Messung der spezifischen Röntgenstrahlenabsorption der Gewebe. Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. 29, 571—576, 1922, Nr. 5. Weitere Mitteilungen über die 1920 von Glocker und Schlayer veröffentlichte Untersuchung der elektroskopischen Messung der Röntgenstrahlenabschwächung der Gewebe: Verbesserung der Untersuchungstechnik und Angabe von Meßergebnissen.

GLOCKER.

**H. Wintz und W. Rump.** Über die Tiefenwirkung der Röntgenstrahlen bei homogenen und inhomogenen Körpern. Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. 29, 580—586, 1922, Nr. 5. Die ionometrische Beobachtung der Abnahme der Intensität der Röntgenstrahlen mit zunehmender Tiefe der durchstrahlten Wasserschichten liefert etwas andere Ergebnisse als die photographische Messung von Dessauer und Vierheller, insofern als die Streuzusatzdosis mit wachsender Tiefe immer mehr zunimmt, während sie bei Dessauer und Vierheller von einer gewissen Tiefe an nahezu konstant ist. Ferner wird die Verteilung der Intensität seitlich vom Zentralstrahl innerhalb des bestrahlten Wasservolumens und der Einfluß von Lufträumen auf die Größe der Tiefendosis untersucht.

GLOCKER.

**G. Grossmann.** Apparate zur Röntgentiefentherapie. Strahlentherapie 14, 213—237, 1922, Nr. 1. Im ersten und zweiten Teil des Vortrages werden Induktor- und Transformatorapparate beschrieben unter besonderer Berücksichtigung der Eigenart der Konstruktionen von Siemens und Halske (Ölinduktor und Multivoltapparat). Der dritte Teil enthält eine Diskussion des Einflusses der Spannungskurve auf die Intensitätsverteilung im Spektrum der Coolidgeöhre, während im vierten Teil der Einfluß der Netzspannungsschwankungen und Maßnahmen zu ihrer Behebung (Siemens-Schnellregler) behandelt werden.

GLOCKER.

**E. Häger.** Die Verstärkungsschirme. Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. 29, 609—624, 1922, Nr. 5. Für verschiedene Arten von Verstärkungsschirmen wird durch Aufnahme der Schwärzungskurven mit heterogenen Röntgenstrahlen der Verstärkungsfaktor ermittelt. Für die diagnostisch in Betracht kommenden Strahlungen ergibt sich dieser maximal zu 16. Aus der Verschiedenheit der Form der Schwärzungskurve



für Licht und für Röntgenstrahlen werden eine Reihe von Schlußfolgerungen für die ärztliche Röntgenologie gezogen. Ferner wird untersucht, inwiefern die Schärfe des Zeichnungsvermögens eines Schirmes von der Korngröße und Schichtdicke der aufgetragenen fluoreszierenden Substanz abhängt. Für solche Röntgenaufnahmen mit Verstärkungsschirmen, bei denen sehr helle und sehr dunkle Stellen unmittelbar aneinandergrenzen, wird die Verwendung von lichteisfreien Platten empfohlen. GLOCKER.

**Holzknicht und Jahoda.** Leuchtmarken. Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. 29, 501—504, 1922, Nr. 4. Angabe einer neuen, stark nachleuchtenden Phosphoreszenzfolie, welche an den Schaltern und Handgriffen der Röntgenapparatur angebracht wird, um die Orientierung im verdunkelten Zimmer zu erleichtern. Die Phosphoreszenzerregung erfolgt durch die von Zeit zu Zeit eingeschaltete Glühlampenbeleuchtung des Zimmers. GLOCKER.

**E. Pohle.** Wassergefüllte Gummisäcke als Überdeckungsschicht. Strahlentherapie 14, 118—120, 1922, Nr. 1. Zur Verbesserung der Tiefendosis wird zwischen Patienten und Röntgenröhre ein leichtatomiges Medium mit starker Streuwirkung eingeschaltet. Verf. schlägt nun vor, an Stelle des bisher angewandten Paraffins, welches Hauterkrankungen veranlaßt, wassergefüllte Gummisäcke zu benutzen. GLOCKER.

**Fritz M. Meyer.** Zur Technik der Quarzlichtbehandlung. D. Med. Wochenschr. 48, 160—161, 1922, Nr. 5. Die Praxis der Quarzlichtbehandlung erfordert bei Hautkrankheiten die Erzeugung eines Erythems, bei Allgemeinerkrankungen dagegen die Bildung eines reinen Pigments ohne vorausgegangene Rötung der Haut. Das Erythem erreicht der Verf. durch Applizieren gleicher Lichtmengen in jeder Sitzung, das Pigment aber durch steigende Lichtdosierung. VAHLE.

## 6. Optik aller Wellenlängen.

**C. F. Bickerdike.** The Interaction between Radiation and Electrons. Phil. Mag. (6) 43, 1064—1070, 1922, Nr. 258, Juni. [S. 1115.] SNEKAL.

**A. D. Fokker.** Het beginsel van Huygens in het middelbaar onderwijs. Physica 2, 235—247, 1922, Nr. 8. Verf. begründet an Hand von Beispielen die Behauptung, daß die Behandlung dioptrischer Probleme in der Schule unter Zugrundelegung der Wellentheorie möglich ist und sogar didaktisch Vorteile bietet. H. R. SCHULZ.

**Llora C. Krueger.** Ultra-Violet Light, Its Uses and Possibilities. General Electric Rev. 25, 316—324, 1922, Nr. 5. Auf einige im Beginn gegebene geschichtliche Bemerkungen werden die Anwendungen der ultravioletten Strahlen erörtert, und zwar die chemischen, physikalischen und biologischen. Die physikalischen Anwendungen erstrecken sich auf die Erregung von Fluoreszenz und Phosphoreszenz, auf die photoelektrischen Wirkungen und das Signalisieren mit unsichtbarer kurzweiliger Strahlung (Verfahren von Bell und Norman Marshall, die eine überlastete Glühlampe als Lichtquelle benutzen und durch geeignete Filter die Strahlung ausblenden, welche die Fluoreszenz von Bariumplatincyanoind maximal erregt). Zum Schluß wird eine ausführliche Quellenangabe gebracht. H. R. SCHULZ.

**C. Willoughby Richards.** Measuring Prisms. The Optician 63, 292—294, 1922, Nr. 1630. H. R. SCHULZ.

**Whitwell.** The Crossing of Rays Produced by the Refraction of a Prism. The Optician **63**, 399—402, 1922, Nr. 1638. Es werden Berechnungen veröffentlicht, die Whitwell einige Jahre vorher auf Veranlassung des verstorbenen A. Willmott ausgeführt hat. Bringt man nämlich die zwei aus einem einfallenden Prisma in Luft austretenden Strahlen verschiedener Farbe zum Schnitt miteinander unter der Voraussetzung, daß sie aus dem gleichen (also nicht nur gleichgerichteten) einfallenden weißen Strahl hervorgehen, dann zeigt sich, daß dieser Schnittpunkt virtuell ist für den Fall, daß der einfallende Strahl zwischen der Einfallsnormalen und der Prismenbasis liegt, dagegen reell (d. h. im Luftraum hinter dem Prisma liegend), wenn der einfallende Strahl zwischen der Einfallsnormalen und der Prismenkante liegt. Für einen Prismenwinkel  $\Phi = 30^\circ$  und  $\mu' = 1,5$  bzw.  $\mu = 1,4$  als Brechungsverhältnisse für die beiden Farben wurden die Berechnungen ausgeführt nach den Formeln

$$\left. \begin{aligned} p &= l \sin \Phi \cos \Phi (tg \gamma' - tg \gamma) \\ n &= \frac{p \cos \delta'}{\sin (\delta - \delta')} \\ x &= \frac{l \sin \Phi \sin \beta}{\cos \gamma} + n \sin \delta \\ y &= -n \cos \delta \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (1)$$

denen  $l$  der von der brechenden Kante aus gemessene Abstand des Schnittpunktes des ersten Einfallsnormalen mit der zweiten Fläche,  $n$  der auf dem austretenden violetten Strahl (d. h. für  $\mu' = 1,5$ ) gemessene Abstand des gesuchten Schnittpunktes von der zweiten Fläche sind. Für die Einfallswinkel  $\alpha, \beta, \gamma, \delta$  bzw.  $\beta', \gamma', \delta'$  gelten die bekannten Beziehungen

$$\sin \alpha = \mu \sin \beta, \quad \gamma = \Phi + \beta, \quad \sin \delta = \mu \sin \gamma \dots \dots \dots (2)$$

w. die entsprechenden für  $\mu', \beta', \gamma', \delta'$ ;  $x$  und  $y$  sind die rechtwinkligen Koordinaten des Schnittpunktes bezogen auf ein Koordinatensystem, dessen positive  $x$ -Achse die Verlängerung von  $l$  bildet und dessen Anfangspunkt der Schnittpunkt der ersten Einfallsnormale mit der zweiten Prismenfläche ist. Aus der Tabelle S. 401, die für  $l = 100$  gerechnet ist, geben wir einige Werte wieder:

$\beta$	$\beta'$	$\delta$	$\delta'$	$x$	$y$
$2^\circ 0' 0''$	$2^\circ 8' 35''$	$52^\circ 39' 0''$	$48^\circ 8' 0''$	3,071	—0,775
$5^\circ 0' 0''$	$5^\circ 21' 35''$	$59^\circ 21' 40''$	$54^\circ 6' 0''$	7,54	—1,312
$11^\circ 48' 30''$	$12^\circ 40' 0''$	$90^\circ 0' 0''$	$71^\circ 36' 0''$	14,95	0
wenn der einfallende Strahl zwischen der Einfallsnormalen und der Prismenbasis:					
$10^\circ 0' 0''$	$10^\circ 43' 30''$	$30^\circ 52' 10''$	$27^\circ 31' 10''$	—14,06	8,065
$30^\circ 0' 0''$	$32^\circ 23' 50''$	$0^\circ 0' 0''$	$3^\circ 21' 26''$	—25,00	30,89
$41^\circ 48' 30''$	$45^\circ 35' 20''$	$17^\circ 52' 40''$	$22^\circ 5' 50''$	—22,36	36,28

ausgezeichnete Punkte dieses geometrischen Ortes der Strahlenschnittpunkte sind die Punkte, a) in denen  $y = 0$ , nämlich 1. für senkrecht einfallenden Strahl ( $\alpha = 0$ ,  $\beta = 0$ ,  $\gamma = 0$ ) und für 2. streifend austretenden violetten Strahl; ferner b) der Wendepunkt der Kurve (streifend eintretender Strahl) und c) wie hier binzugefügt sei, was Whitwell nicht besonders darauf aufmerksam gemacht hat, der Fall, in dem innerhalb des Prismas der rote und der violette Strahl die zweite Einfallsnormale einschließen. — Die negativen Werte von  $y$  sind praktisch ziemlich bedeutungslos, ihr absoluter Betrag höchstens bis 1,3 Proz. des Wertes von  $l$  wächst. — Als

Ergänzung zu den Whitwellschen Formeln sei noch der Hinweis des Berichterstatter hinzugefügt, daß die Formeln (1) auch gültig bleiben, wenn die Strahlen statt in Luft in ein Mittel mit den Brechungsverhältnissen  $\mu_a$  bzw.  $\mu'_a$  austreten. Man muß in diesem allgemeineren Falle nur die letzte der Gleichungen (2) ändern in  $\mu_a \sin \gamma = \mu'_a \sin \gamma'$  (bzw.  $\mu'_a \sin \delta' = \mu'_a \sin \gamma'$ ). Durch geeignete Wahl von  $\mu_a$ ,  $\mu'_a$  in bezug auf  $\mu$ ,  $\mu'$  kann dann  $\delta - \delta'$  beliebig klein und damit beispielsweise der negative Wert von  $\gamma$  beliebig groß gemacht werden.

ERFLE

**A. Sonnefeld.** Der Weg zum Pulfrichschen Stereophotometer. *ZS. f. Feinmech.* **30**, 175—177, 1922, Nr. 15; *Central-Ztg. f. Opt. u. Mech.* **43**, 345—347, 1922, Nr. 20/21 [S. 1097.]

ERFLE

**D. H. Krüss.** Über die Einrichtung der Sphärometer. *ZS. f. Instrkde.* **42**, 245—247, 1922, Nr. 8. [S. 1102.]

BERNDT

**I. C. Gardner.** Constructional data for a cemented objective of barium crown and flint. *Journ. Opt. Soc. America* **6**, 379—390, 1922, Nr. 4. Die kleineren Feuerkontrollinstrumente bestehen hauptsächlich aus einem Fernrohr mit schwacher Vergrößerung und großer Austrittspupille; dies führt auf ein verkittetes Objektiv mit kurzer Brennweite und großem Öffnungsverhältnis. Für solche Objektive sind Tabellen zusammengestellt, die erhalten sind durch Interpolation zwischen den Gliedern einer Reihe, die sorgfältig trigonometrisch berechnet sind. Es wird der übliche Tydenius-Verfahren benutzt, bei dem die Kronlinse dem Objektiv zugekehrt ist. Als Dicken werden 0,04 für die Kronlinse und 0,02 für die Flintlinse angenommen. Als Gläser werden benutzt Barium-Kron mit  $n = 1,570$  bis  $1,580$  und Flint mit  $n = 1,610$  bis  $1,620$ , die in Amerika hergestellt sind.

CHR. v. HOFFMANN

**H. W. Farwell.** A Pocket size range estimator. *Journ. Opt. Soc. America* **6**, 269—272, 1922, Nr. 3. Eine positive und eine negative Linse von gleicher Brennweite (100 cm) werden gegeneinander verschoben. Die Verschiebung gibt ein Maß der Entfernung. Als Trieb dient eine Exzenterbewegung. Erforderlich ist die Kenntnis der Objektgröße.

H. R. SCHULZ

**T. W. Case.** Infra red telegraphy and telephony. *Journ. Opt. Soc. America* **6**, 398—406, 1922, Nr. 4. Das Verfahren arbeitet mit Wellenlängen von 1 bis  $6\mu$ . Als Sender kann irgend eine Lampe benutzt werden, unter Vorschaltung passender Filter. Neu ist der Empfänger („Thalofide cell“), der als lichtempfindliche Substanz ein Thalliumsulfid im Vakuum enthält. Dieses wirkt ähnlich dem Selen, nur soll es nicht ganz so träge sein und besonders auf die hier verwandten Wellenlängen ansprechen. Der Widerstand der Zelle beträgt 5 bis 500 Megohm; sie wird mit einer Glühkathodenröhre so zugeschaltet, daß das Rohr eine hörbare Schwingung erzeugt, deren Tonhöhe vom Widerstand der Zelle und damit von der auftretenden ultraroten Energie abhängt. Reichweite 3 bis 30 km.

SALINGER

**Albert Wigand.** Zur Theorie der Sichtmessung. *Phys. ZS.* **23**, 277—288, 1922, Nr. 14. Die einfache Sichtformel  $s = \frac{l}{T} = \frac{l}{a_m - a}$ ;  $a_m = 14,3$ ; in der  $s$  die Sichtweite,  $T$  den Trübungsgrad,  $l$  die Zielentfernung und  $a$  den Mattglastrübungsgrad bezeichnet, ist nicht streng richtig, weil die Trübungsgesetze für Luft anderer Art sind, wie für Mattglas. Die nach den Beobachtungen hergeleitete korrigierte Formel

$$s = \frac{l}{a_m - a} - \sigma l$$



lt für Dunst, wenn  $\sigma = 0,07$ , für Nebel, wenn  $\sigma = 0,04$  gesetzt wird. Die so  
mittelten Sichtwerte sind als unabhängig von der Zielentfernung zu betrachten und  
oben Werte für die Abhängigkeit der Sicht von der Beleuchtungsrichtung, die den  
zusammenhang mit den Werten der Streustrahlung und der durch sie bewirkten  
aufhellung des trüben Mediums, wie sie nach den Arbeiten von Wiener und Mecke  
vorhanden sind, erkennen lassen.

H. R. SCHULZ.

**Zeeman, W. de Groot, Mej. A. Snethlage und G. C. Dibbetz.** De voortplanting  
van het licht in bewegende, doorschijnende, vaste stoffen. III. Metingen  
over het Fizeau-effect in flintglas. Koninkl. Ak. van Wetensch. te Amsterdam,  
Eerste Klasse van de Gew. Vergad. der Wis- en Natuurkundige Afdeeling 29, 1252—1262, 1922,  
nr. 9. Über die beiden ersten Arbeiten von P. Zeeman, sowie P. Zeeman und  
Snethlage ist berichtet worden in diesen Ber. 1, 623—626, 913—915, 1920. — In der  
Einleitung wird zunächst darauf hingewiesen, daß die jetzt veröffentlichten Versuche  
mit dem Flintglas O. 103 von Schott, das bei C. Zeiss zu sechs Glasstäben von je  
120 cm Länge und 25 mm Durchmesser verarbeitet wurde, genauer sind als die früheren  
Versuche mit Quarz. Diese größere Genauigkeit ist begründet in der großen Homo-  
genität der Glasschmelze, der genauen Politur, dem größeren Durchmesser (25 mm  
statt früher 15 mm) und der kleineren Anzahl von Einzelzylindern, die zur Herstellung  
der Gesamtlänge von 120 cm Länge gedient haben. Die Interferenzstreifen sind nun-  
mehr so scharf geworden, daß der Fizeau-Effekt im bewegten Flintglas unmittelbar  
mittels eines Fernrohrs beobachtet werden kann. — Im zweiten Abschnitt wird noch-  
mals auf die Anwendung des schon im Abschnitt 8 der ersten oben genannten Arbeit  
beschriebenen Kompensators hingewiesen. Durch ein kleines Fernrohr, dem die  
Lichtstrahlen mittels einer vor dem Objektiv des Hauptfernrohrs angebrachten Plan-  
parallelplatte durch Spiegelung zugeführt werden, können die Interferenzstreifen  
unverändert (also auch während der photographischen Aufnahme) beobachtet werden, so  
daß nach dem Ersatz des Okulars des Hauptfernrohrs durch eine photographische  
Linse die Interferenzstreifen mittels des Hauptfernrohrobjektivs zur richtigen Zeit  
photographiert werden können. — Im dritten Abschnitt wird erläutert, wie die Zahl  
von 20 bis 30 Belichtungen von je  $\frac{1}{100}$  sec jetzt dadurch herabgesetzt worden ist, daß  
mit weißem Bogenlicht ohne Filter gearbeitet wurde. Infolge der Verminderung der  
Zahl der Belichtungen werden die Aufnahmen schärfer und der Einfluß von Tem-  
peraturschwankungen in den Glasstäben kleiner. — Im vierten Abschnitt (Bestimmung  
der wirksamen Wellenlänge des benutzten Lichtes) wird zunächst darauf hingewiesen,  
daß diese Wellenlänge nach dem Durchgang durch den letzten Interferometerspiegel  
bestimmt wird und nur für die betreffende Plattensorte gilt. (Welche photographischen  
Platten benutzt wurden, wird nicht mitgeteilt.) Das aus dem Interferometer aus-  
tretende Strahlenbündel wird durch eine Zylinderlinse auf den Spalt eines Kollimators  
gebildet und dann mittels eines Objektivs das durch eine Gitterkopie (Gitterstriche  
senkrecht) erzeugte Spektrum aufgenommen, wobei nach der Methode von Kenneth  
das der wirksamste Teil dieses Spektrums dadurch bestimmt wird, daß man  
unmittelbar vor den Kollimatorschlitz einen Rauchglaskeil mit wagerechter brechender  
Fläche anbringt, dessen prismatische Wirkung (in bezug auf die Ablenkung) in  
bekannter Weise durch einen entgegengesetzt liegenden Klarglaskeil aufgehoben ist.  
Es ergab sich  $4750 \text{ \AA.}$ -E. als wirksame Wellenlänge mit einer Unsicherheit von  $\pm 25 \text{ \AA.}$ -E.  
Im fünften Abschnitt wird bewiesen, daß die so erhaltene Einschränkung des Wellen-  
genbereichs eng genug ist, da die in der zweiten Arbeit gegebene Formel

$$\Delta = \frac{4lw}{\lambda c} \left( \mu - 1 - \lambda \frac{d\mu}{d\lambda} \right)$$

(siehe diese Ber. 1, 914, 1920) ergibt, daß der aus  $\pm 25 \text{ \AA.-E.}$  entstehende relative Fehler in  $\Delta$  3,4 Proz. beträgt. — Der sechste Abschnitt bringt eine Beschreibung eines verbesserten Band-Lichtunterbrechers. Dieser bietet eine größere Sicherheit dafür, daß das Licht wirklich zu dem Zeitpunkt durchgelassen wird, in dem der Schlitten mit den Glaszylindern an einer genau bestimmten Stelle der Schlittenführung vorbeigeht. Der Band-Lichtunterbrecher besteht aus einem um die Gesamtlänge der Glaszylinder geschlungenen Leinenband, dessen Enden an einer bestimmten Stelle der Schlittenführung (von der Wahl der Befestigungsstelle hängt es ab, für welche Schlittenstellung Belichtung erfolgt) befestigt sind. Durch zwei Öffnungen von 10 bis 15 cm Länge kann das Licht während einer bestimmten Zeit und für eine bestimmte Schlittenstellung durch die Glaszylinder hindurch. Das Band wird an den beiden Glaszylindern möglichst reibungsfrei geführt in abgerundeten Endstücken des Glaszylinderträgers. — Im Abschnitt 7 wird beschrieben, wie unter Mitwirkung von W. M. Kok die im Abschnitt 11 der zweiten Arbeit erläuterte Methode zur unmittelbaren Bestimmung der Geschwindigkeit  $w$  des Schlittens an einer bestimmten Stelle der Schlittenführung vereinfacht und verfeinert wurde. Grundsätzlich wird dabei der früher mit  $S_1$  bezeichnete Spalt durch eine Glasskale (deren Millimeterteil der Reihe nach schwarz-rot, schwarz-blau usw. sind) und der früher mit  $S_2$  bezeichnete Spalt durch zwei kleine Öffnungen ( $P_1$  und  $P_2$  symmetrisch zur Mittellinie) ersetzt. Die Einzelheiten dieses sehr sinnreichen Verfahrens können ohne Abbildung schwer erklärt werden. Wichtig ist dabei, daß sich die Striche der Glasskale nach beiden Seiten von der Mittellinie aus erstrecken, und daß ein infolge der Trägheit bei der Bewegung des Schlittens auf ein bestimmtes Stück mitgenommener zweiter Schirm entsprechend Öffnungen  $O_2$  und  $O_3$  (bzw.  $O_1$  und  $O_4$  für die entgegengesetzte Bewegungsrichtung) enthält. Beobachtet wird die Stellung des Nachbildes von  $P_2$  ( $= O_3$ ) auf der durch  $O_2$  erscheinenden Skale mittels eines schwach vergrößernden Fernrohrs. Da man dabei den Abstand (Größenordnung 50 mm) von  $P_2$  bis  $S$  auf  $\frac{1}{2}$  mm genau bestimmen kann, ist  $w$  auf 1 Proz. genau bestimmbar. — Im Abschnitt 8 werden die Ergebnisse mitgeteilt:  $w$  hatte Werte zwischen 918 und 994 cm sec. Alle Beobachtungen wurden zunächst auf die Geschwindigkeit  $w = 1000 \text{ cm/sec}$  umgerechnet. Bei den Beobachtungen  $A$  ist die alte in der zweiten Arbeit mitgeteilte Methode der Geschwindigkeitsmessung angewandt worden, bei den Beobachtungen  $B$  die soeben (im Abschnitt 7) beschriebene Methode. Die beiden unter  $\Delta_{\text{beob.}}$  stehenden Werte haben die gleiche Bedeutung wie in diesen Ber. 1, 914, 1920 oben (dort ist übrigens infolge eines Druckfehlers 0,126 statt 0,125 gesetzt worden):

Beobachtungen $A$ $\Delta_{\text{beob.}}$	Beobachtungen $B$ $\Delta_{\text{beob.}}$	Beobachtungen $A$ und $B$ zusammen $\Delta_{\text{beob.}}$	$\Delta_{\text{ber.}}$
0,247 $\pm$ 0,006	0,238 $\pm$ 0,006	0,242 $\pm$ 0,004	0,242
0,247 $\pm$ 0,009	0,240 $\pm$ 0,008	0,243 $\pm$ 0,006	

$\Delta_{\text{ber.}} = 0,242$  ist erhalten worden aus der oben mitgeteilten Formel durch Einsetzen von  $l = 120 \text{ cm}$ ,  $\lambda = 4750 \text{ \AA.-E.}$  und  $\mu$ , sowie  $d\mu/d\lambda$  des Flintglases O.103 von Schott, Jena:

$$\Delta = \frac{4 \cdot 120 \cdot 1000}{4750 \cdot 10^{-8} \cdot 3 \cdot 10^{10}} (1,634 - 1 + 0,084) = 0,242.$$

Von Interesse ist, daß hier das Glied  $\lambda d\mu/d\lambda$  etwa 1,75 des Wertes  $\Delta$  ausmacht. Die Versuche haben absolut sicher bewiesen, daß dieses Glied auf keinen Fall

vernachlässigt werden darf. — In einer Nachschrift (S. 1259–1262) weist Zeeman darauf hin, daß die vorliegende Arbeit schon am 23. April 1920 der Akademie eingereicht worden ist und daß ihm zwei voneinander unabhängige Mitteilungen von W. de Groot und von F. Zernike zugegangen sind, in denen ein sehr einfacher Vorschlag zur Ableitung der Formel für  $J$  enthalten war. Dieser Vorschlag benutzt das Relativitätsprinzip und den Dopplereffekt, der entsteht, wenn man statt des Einflusses der Geschwindigkeit  $w$  des Glaszylinders den Einfluß einer Geschwindigkeit  $-w$  der Lichtquelle untersucht. — Außerdem teilt Zeeman mit, daß er am 22. Okt. 1919 durch v. Laue auf die Dissertation von Harress (1911) aufmerksam gemacht wurde, und geht auf den Harressschen Versuch kurz ein. (Siehe diese Ber. 1, 1517–1519, 1519–1522, 1920.) Am Schlusse dieser Nachschrift teilt Zeeman noch mit, daß die Versuche, den Fizeau-Effekt an festen und gasförmigen Körpern mit großem  $du/d\lambda$  (in der Nähe der Absorptionsstreifen) zu messen, an der großen Absorption gescheitert sind.

ERFLE.

C. A. Reeser. Over oppervlaktelagen op metalen spiegels. *Physica* 2, 135–142, 1922, Nr. 5. Sissingh hat bereits Versuche über die optischen Eigenschaften von Quecksilberoberflächen angestellt und zu diesem Zwecke einen besonders hergerichteten Babinetschen Kompensator benutzt. Verf. benutzt diese Anordnung und schaltet ein Farbfilter von schmalen Durchlässigkeitsbereich ein. Bei sorgfältiger Reinigung ergeben sich für Haupteinfallswinkel  $J$ , Hauptazimut  $H$ , Brechungsindex  $n_0$  und Absorptionsindex  $k_0$  die Werte:

$\lambda$ in $\mu\mu$	$J$	$H$	$n_0$	$k_0$	$\lambda$ in $\mu\mu$	$J$	$H$	$n_0$	$k_0$
669	80° 49'	34° 20'	2,248	5,614	546	78° 56'	36° 16'	1,538	4,696
637	80° 26'	34° 45'	2,076	5,359	482	77° 42'	37° 26'	1,198	4,220
578	79° 28'	35° 50'	1,693	4,934	436	76° 21'	38° 2'	0,995	3,754
558	79° 8'	36° 6'	1,592	4,779					

In gleicher Weise sind künstlich verunreinigte Oberflächenschichten gemessen worden, wobei jedoch vor dem Kompensator und in der Brennebene des Beobachtungsternrohrs Spalte angebracht waren, um den schwarzen Streifen starker hervortreten zu lassen. Untersucht wurden Rauchsichten, Petroleum und adsorbierte Luftschichten. Bei allen Wellenlängen ergab sich die nach Drude berechnete Dicke der Schicht konstant zwischen  $1\mu\mu$  und  $13\mu\mu$ , der Brechungsindex im Mittel für die dickste Schicht mit 2,52.

H. R. SCHULZ.

Mituo Yamada. On the Orbital Motion of Electrons in Atoms and X ray Reflection. *Science Rep. Tōhoku Univ.* 10, 423–431, 1921, Nr. 5. [S. 1139.]

Richard Gans. Zur Optik des Wasserstoffs nach dem Bohr-Debyeschen Modell. *ZS. f. Phys.* 9, 81–91, 1922, Nr. 1/2. [S. 1135.]

Dolf Smekal. Versuch einer allgemeinen einheitlichen Anwendung der Quantentheorie und einer Quantentheorie der Dispersion. *Wiener Anz.* 1922, S. 79–81, Nr. 10. [S. 1104.]

SMEKAL.

V. Raman. Diffraction by Molecular Clusters and the Quantum structure of Light. *Nature* 109, 444–445, 1922, Nr. 2736. Nach der Einstein-Smoluchowskischen Formel ist das Zerstreuungsvermögen einer Flüssigkeit proportional ihrer Kompressibilität, muß daher zugleich mit der letzteren einen starken Anstieg



in der Nähe der kritischen Temperatur aufweisen. Während dies von K. Onnes und Keesom für Äthylen gut bestätigt werden konnte, geben die im Laboratorium des Verf. von K. R. Ramanathan ausgeführten Messungen an  $\text{CO}_2$  unmittelbar beim kritischen Punkt einen wesentlich stärkeren Abfall, als nach der Formel erwartet werden sollte. Der Verf. weist auch darauf hin, daß Rayleigh für gesättigten  $\text{CO}_2$ -Dampf von  $21^\circ\text{C}$  das Zerstreuungsvermögen bloß 102mal größer fand als bei gewöhnlichem Druck, während nach der Einstein-Smoluchowskischen Formel der 855fache Betrag gefunden werden sollte. — Nach eingehender Erwägung aller Grundlagen der Einstein-Smoluchowskischen Theorie kommt der Verf. auf Grund einer diesbezüglichen Unterscheidung von Jeans („Dynamical theory of gases“, S. 203) zu der Vermutung, daß es sich hier nicht um den Effekt der gewöhnlichen Dichteschwankungen, sondern um Molekül-Schwarmbildung handeln müsse, welche Vorstellung einen stärkeren Abfall des Zerstreuungsvermögens besonders im Falle des gewöhnlich nicht assoziierten  $\text{CO}_2$  zwanglos zu erklären vermag. Da aber beide Vorstellungen beim kritischen Punkt zum gleichen Ergebnisse führen sollen, sieht es der Verf. als eine fundamentale Schwierigkeit an, daß die Einsteinschen Betrachtungen, welche auf der klassischen Wellentheorie beruhen, eine Erklärung des Effektes vermissen lassen, und glaubt, daß darin eine quantenhafte Struktur des Lichtes zur Äußerung gelangen könne.

A. SMEKAL.

**T. H. Havelock.** Dispersion Formulae and the Polarisation of Scattered Light: with Application to Hydrogen. Proc. Roy. Soc. London (A) **101**, 154—164, 1922, Nr. 709. Bei Annahme anisotroper Moleküle kann man für die Beziehungen zwischen Polarisation ( $P_1, P_2, P_3$ ) und elektrischem Feld ( $F_1, F_2, F_3$ ) ansetzen

$$\frac{\partial^2 P_1}{\partial t^2} + p_1^2 P_1 = K F_1,$$

wobei  $K$  der Einfachheit halber für alle Komponenten gleich gesetzt wird. Durch Summation über alle möglichen Werte  $\theta$  und  $\varphi$ , die die Orientierung der Moleküle angeben, läßt sich für den Brechungsindex  $n$  ableiten

$$n^2 - 1 = \frac{1}{3} C \left( \frac{1}{p_1^2 - p^2} + \frac{1}{p_2^2 - p^2} + \frac{1}{p_3^2 - p^2} \right),$$

oder bei Voraussetzung einer Symmetrieachse

$$n^2 - 1 = \frac{1}{3} C \left( \frac{1}{p_1^2 - p^2} + \frac{2}{p_2^2 - p^2} \right) = C \left\{ \frac{1}{\lambda_1^{-2} - \lambda^{-2}} + \frac{2}{\lambda_2^{-2} - \lambda^{-2}} \right\}.$$

Die auf Grund eines Näherungsverfahrens sich ergebenden Werte der Konstanten sind für Wasserstoff ( $\lambda$  in mm):

	I	II
$C \dots\dots\dots$	$1,2429583 \cdot 10^6$	$1,2429583 \cdot 10^6$
$\lambda_1^{-2} \dots\dots\dots$	$1,03255 \cdot 10^{10}$	$2,088392 \cdot 10^{10}$
$\lambda_2^{-2} \dots\dots\dots$	$1,688331 \cdot 10^{10}$	$1,169513 \cdot 10^{10}$

In beiden Fällen ergibt sich eine gute Übereinstimmung mit den Beobachtungswerten von Kirn und Cuthbertson. Während nach Cuthbertson die Eigenfrequenz  $851,6 \text{ \AA.-E.}$  sein würde, läßt sich aus den Konstantengruppen der dreikonstantigen Formel folgern, daß die Doublets  $\lambda_1 = 984,07$ ,  $\lambda_2 = 781,3$  bzw.  $\lambda_1 = 699,2$ ,  $\lambda_2 = 924,7$  auftreten. — Nach Rayleighs Messungen ist nun das Intensitätsverhältnis

der polarisierten Komponenten im zerstreuten Licht, wenn natürliches Licht einfällt, für Wasserstoff 0,0383. — Eine Umformung der von Rayleigh gegebenen theoretischen Werte ergibt aber für das Intensitätsverhältnis

$$\frac{6(n_1^2 - n_2^2)^2}{45(n^2 - 1)^2 + 7(n_1^2 - n_2^2)^2},$$

wobei  $n_1$  und  $n_2$  abkürzend für  $\left(\frac{C}{p_1^2 - p^2} + 1\right)^{1/2}$  gesetzt sind. Hieraus folgt unter Benutzung der Zahlenwerte I und II:

$\lambda$	I	II	$\lambda$	I	II
5462	0,0326	0,0353	984	0,5000	—
4359	0,0337	0,0361	924	—	0,2222
3342	0,0358	0,0376	781	0,2222	—
2753	0,0384	0,0394	699	—	0,5000
1854	0,0517	0,0478			

Die Übereinstimmung mit dem Versuchswert von Rayleigh ist hier gut im Gegensatz zu den Zahlen, die sich aus den Formeln von Debye, Born, Cuthbertson und Lundblad ergeben.

H. R. SCHULZ.

**R. Schachenmeier.** Über die Zerstreuung des Lichtes durch trübe Medien. ZS. f. Beleuchtungswesen 28, 62—63, 1922, Nr. 9/10. Es wird über die Ergebnisse der Untersuchungen berichtet, die sich auf die Beugung an trüben Medien beziehen, wobei besonders die Arbeit von Mie (Ann. d. Phys. (4) 25, 377, 1908) herangezogen wird.

H. R. SCHULZ.

**H. Bechhold und F. Hebler.** Der Nephelometereffekt kolloider Systeme von verschiedener Teilchengröße. Kolloid-ZS. 31, 70—74, 1922, Nr. 2. Es wurde gefunden, daß bei Zusatz von Alkohol BaSO<sub>4</sub>-Sole gleichbleibender Konzentration, aber verschiedenen Dispersitätsgrades hergestellt werden können. Für diese ergab sich mit abnehmender Teilchengröße (von 2,5  $\mu$ ) zunächst eine Zunahme des Nephelometereffektes, dann ein Maximum bei 800  $\mu\mu$ . Für noch geringere Teilchengrößen nimmt die Trübung stark ab und die Trübungsabnahme läßt sich durch das Rayleighsche Gesetz darstellen, was zu einer Messung der Größe der Submikronen benutzt werden kann. An Stelle des Krausschen Standardsoles von 2,5  $\mu$  Teilchendurchmesser wird ein solches von 92  $\mu\mu$  Teilchengröße empfohlen, welches länger haltbar ist. Setzt man die Kraussche Normaltrübung als Einheit, so ergibt sich für Sole gleicher Konzentration (3,5 · 10<sup>-3</sup> Mol/Liter), aber verschiedener Teilchengröße:

Teilchengröße . . .	4 $\mu\mu$	10 $\mu\mu$	20 $\mu\mu$	40 $\mu\mu$	50 $\mu\mu$	92 $\mu\mu$	421 $\mu\mu$	883 $\mu\mu$
Reziproke Nephelometerwerte . . .	0,04	0,097	0,19	0,39	0,5	0,91	2,6	3,1
Teilchengröße . . .	1,35 $\mu\mu$	1,4 $\mu\mu$	1,66 $\mu\mu$	1,73 $\mu\mu$	2,5 $\mu\mu$			
Reziproke Nephelometerwerte . . .	2,33	1,82	1,65	1,13	1,0			

Die Messungen sind mit dem Kleinmannschen Nephelometer (Inaug.-Diss. Berlin 1910) ausgeführt.

H. R. SCHULZ.

**T. K. Chinmayanandam.** On the Flow of Energy near an Optical Focus. Proc. Indian Assoc. 7, 21–28, 1921, Nr. 1/2. Als Fortsetzung einer früheren Arbeit über die Intensitätsverteilung bei der Reflexion an einem vollkommen spiegelnden Zylinder [Phil. Mag. (6) 37, 9–32, 1919; diese Ber. 1, 168, 1920] wird hier allgemein die Intensitätsverteilung in der unmittelbaren Nähe des Brennpunktes einer Zylinderwelle betrachtet. Die sphärische Abweichung wird also nicht berücksichtigt. Es werden dabei noch einige vereinfachende Annahmen gemacht, so daß sich als Abstand  $\varrho$  des Punktes  $R_{(\xi, \eta)}$  von einem Punkte  $(x, y)$  des gleichen Hauptschnitts der Zylinderwellenfläche ergibt  $\varrho = \varrho_0 - \frac{\xi}{f}s + \frac{\eta}{2f^2}s^2$ . Dabei ist  $f$  der Radius der Welle,  $s$  (Grenzen  $-\sigma$  und  $+\sigma$ ) das Bogenstück von  $Y$  der Achse bis zum Punkte  $x, y$ , und  $\varrho_0$  der Abstand  $YR$ . Die gesamte magnetische Kraft im Punkte  $R$  ist dann

$$\int_{-\sigma}^{\sigma} \cos \frac{2\pi}{\lambda} (\alpha t - \varrho) ds \dots \dots \dots (1)$$

Ähnliche Ausdrücke (in denen noch der Winkel zwischen  $\varrho$  und  $OY$  vorkommt) gelten für die auf den Hauptschnitt  $XOY$  bezogenen Komponenten  $E_x, E_y$  der elektrischen Kraft. Der Winkel  $\psi$  der Energiestromlinien mit der Achse  $OY$  ist durch

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{C_0 C_1 + S_0 S_1}{C_0^2 + S_0^2}$$

bestimmt, wobei

$$\left. \begin{aligned} C_0 &= \int_{-\sigma}^{+\sigma} \cos(ls - ms^2) ds, \\ S_0 &= \int_{-\sigma}^{+\sigma} -\sin(ls - ms^2) ds, \\ C_1 &= \int_{-\sigma}^{+\sigma} \frac{\xi - s}{f} \cos(ls - ms^2) ds, \\ S_1 &= \int_{-\sigma}^{\sigma} -\frac{\xi - s}{f} \sin(ls - ms^2) ds \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (6)$$

und

$$l = \frac{2\pi}{\lambda} \xi/f, \quad m = \frac{2\pi}{\lambda} \eta/2f^2.$$

Diese vier Integrale können entweder auf Fresnelsche Integrale oder auf Lommelsche Funktionen zurückgeführt werden (Einzelheiten siehe S. 24 bis 27). Der Verf. gibt folgende Zusammenfassung der Ergebnisse seiner Rechnungen: „Zunächst fällt die Konzentration der Linien mit zunehmender Annäherung an den Brennpunkt auf. Die meisten Stromlinien, die ihren Ursprung im Innern des geometrischen Kegels (also der Basis von  $-\sigma$  bis  $+\sigma$ ) haben, schlängeln sich nach dem Zentralmaximum in der Brennebene hin, was mit der starken Konzentration des Lichtes übereinstimmt, die sowohl experimentell als auch aus der elementaren Beugungstheorie im Brennpunkt zu erwarten ist. Zweitens kommen die Stromlinien, die nach außeraxialen Punkten in der Brennebene hinführen, von Punkten auf der Aperturgrenze her, und das erklärt vielleicht die Aufhellung der Aperturgrenze bei Beobachtung an einer den Brennpunkt abdeckenden kleinen Scheibe vorbei. Die Stromlinien sind praktisch gerade nach dem Brennpunkt strahlende Linien, ausgenommen in der unmittelbaren



Nähe des Brennpunktes, wo die Abbiegung mehr ausgeprägt ist. Die Sichtbarkeit der Beugungsringe in irgend einer (achsensenkrechten) Ebene hängt von der Amplitude der gewellten Stromlinien ab und nimmt deshalb zu, wenn die Beobachtungsebene der Brennebene genähert wird und die Fresnelsche Beugungserscheinung allmählich in die Fraunhofersche übergeht.“

ERFLE.

**Bidhubhusan Ray.** On the Optical Analogue of the Whispering gallery effect. Bull. Calcutta Math. Soc. **12**, 225—230, 1922, Nr. 4. Ein Streifen aus Spiegelglas von 3 Fuß Länge und 3 Zoll Breite ruht auf zwei nahe an den Streifenenden gelagerten Holzschneiden und wird durch geeignete Belastung gekrümmt. Das von einem feinen Spalt (der an dem einen Ende mit Hilfe einer Rasiermesserschneide hergestellt ist) ausgehende Licht einer Quecksilberlampe fällt auf ein photographisches Objektiv, das in Brennweitenentfernung von der Spiegelkante sich befindet. In größerer Entfernung können dann Interferenzstreifen beobachtet werden, deren Zahl und Schärfe mit zunehmender Belastung des Spiegelglasstreifens zunimmt, deren Breite hingegen abnimmt. Bei Berücksichtigung mehrfach reflektierter Strahlen lassen sich die Gangunterschiede in Übereinstimmung mit den Beobachtungen berechnen. Dieses optische Phänomen ist dem von Rayleigh behandelten Vorgang der Reflexion von Schallstrahlen an gekrümmten Oberflächen entsprechend: auch in diesem Falle bilden sich Zonen maximaler Intensität längs der spiegelnden Fläche. H. R. SCHULZ.

**Paul Liesegang.** Die Haidingerschen Polarisationsbüschel. Central-Ztg. f. Opt. u. Mech. **43**, 355—359, 1922, Nr. 22. Die Haidingerschen Büschel lassen sich einer größeren Zuhörerschaft vorführen, wenn man einen Liesegangschen Analysatorschirm benutzt, auf welchen polarisiertes Licht nahezu streifend auffällt. Wegen seiner größeren Helligkeit ist jedoch der Aluminiumschirm vorzuziehen, wobei vorteilhaft eine Blauscheibe eingeschaltet wird, welche das blaue Büschel schwarz und damit kontrastreicher erscheinen läßt. Zu beachten ist, daß die Intensität der Erscheinung mit der Zeit nachläßt und daß daher die Polarisationsrichtung gewechselt werden muß. — Zur Erklärung des Entstehens der Büschel wird auf das Verhalten dichroitischer Kristalle verwiesen. Eine aus Sektoren zusammengesetzte Platte aus Pennin, bei welcher die Achsen radial angeordnet sind, zeigt im polarisierten Licht eine büschelartige Erscheinung in Rot und Grün. Nimmt man in der Netzhaut radial angeordnete doppelbrechende Fasern (Müllersche Fasern) an, welche durch Farbstoffe dichroitisch gemacht werden können (diese Ber. **1**, 1151—1152, 1920), so wirken diese ähnlich wie die erwähnte Penninplatte. Die endliche Breite des Büschels wird auf trichterförmige Einziehung der Fasern im gelben Fleck zurückgeführt. Das Auge kann auch in beschränktem Maße als Analysator benutzt werden; der Drehungssinn einer Quarzplatte kann aus der Drehung der Haidingerschen Büschel festgestellt werden. H. R. SCHULZ.

**L. N. G. Filon and H. T. Jessop.** On the Stress-optical Effect in Transparent Solids strained beyond the Elastic Limit. Proc. Roy. Soc. London (A) **101**, 165—169, 1922, Nr. 709. Nach Versuchen von Filon ist die Doppelbrechung eines Glasstückes oberhalb der elastischen Grenze den Spannungen (stress) proportional, während nach Coker und Chakko (Phil. Trans. Amer. **221**, 139—162) für Celluloid und Xylonit diese Proportionalität nicht mehr nachweisbar ist, aber auch nicht für die Deformationen (strain) vorliegt. — Für Glasstücke vom spezifischen Gewicht zwischen 2,76 und 4,78, die bis zu 220 kg/cm<sup>2</sup> Druck belastet wurden, konnte eine Zunahme der Doppelbrechung während der Belastungszeit und auch keine Nachwirkung nach Entlastung festgestellt werden. Obgleich die Deformationen nicht gemessen werden konnten, ist doch anzunehmen, daß der optische Effekt nur durch

die Spanningskräfte gegeben ist. — Bei Xylonit konnte für Zugbelastung eine bis zu 10 Proz. betragende zeitliche Abnahme der Doppelbrechung beobachtet werden, die anfangs sehr schnell erfolgte, später in ein Kriechen überging. Sowohl die Deformation (mit Extensometer gemessen) als auch die Doppelbrechung hängen in ihrem Gang von der Dauer der Belastung ab. — Der Verlauf der Deformation  $s$  und der Doppelbrechung  $r$  läßt sich in Abhängigkeit von der Zeit  $t$  darstellen in der Form:

$$s = s_0 + a t^{1/3} + b t,$$

$$r = r_0 + p t^{1/3} + q t,$$

wobei zwischen gleichzeitig vorhandener Deformation und Doppelbrechung bei Belastung  $T$  gilt

$$r = \alpha T + \beta s.$$

$\alpha$  und  $\beta$  sind als Konstanten oder langsam veränderliche Funktionen der äußeren Kräfte  $T$  zu betrachten. — Die Zahlenwerte der Konstanten ändern sich von Stück zu Stück und werden auch durch die Vorbehandlung beeinflußt, derart, daß eine allmähliche Änderung der physikalischen Eigenschaften des Materials anzunehmen ist. Für die Versuche sind möglichst gut gealterte Stücke zu benutzen. — Eine Erklärung des Verhaltens ist möglich bei der Annahme, daß Xylonit aus zwei Komponenten mit verschiedenen elastisch-optischen Konstanten besteht, deren eine plastisch ist, während die andere elastisch sein muß. Nach weiteren Versuchen ist die räumliche Verteilung beider Komponenten, welche möglicherweise allotrope Modifikationen der gleichen Substanz sind, gleichmäßig.

H. R. SCHULZ

**A. J. Dalladay.** Some measurements of the stresses produced at the surfaces of glass by grinding with loose abrasives. Trans. Opt. Soc. 23, 170—174 1922, Nr. 3. Die Abhängigkeit der Spannung in der grauen Schicht von der Art und der Korngröße des Schleifmittels ist an einem Stück Hartkron ( $n_D = 1,518$ ) von den Dimensionen  $76 \times 11,3 \times 3,2$  mm untersucht worden. Durch vorübergehende Biegungsbelastung konnte die für eine bestimmte Doppelbrechung auftretende Druckspannung in der oberen Zone ermittelt werden. Dabei ergab sich:

Art des Schleifmittels	Korngröße	Biegungs- moment in g/cm	Dicke in mm	Druck $P'$ in g/cm
Carborund Nr. 80 . . . . .	40	125	3,24	680
„ „ 120 . . . . .	15	95	3,15	535
„ „ 200 . . . . .	10—12	84	3,11	480
Naxos-Schmirgel . . . . .	5	66	3,06	380
„ . . . . .	2,5	52	3,04	300
„ . . . . .	1,5	36	3,03	210

Nach den Versuchen ist eine lineare Abnahme der Spannung mit der Entfernung von der Oberfläche anzunehmen.

H. R. SCHULZ

**F. W. Preston.** The structure of abraded glass surfaces. Trans. Opt. Soc. 23, 141—164, 1922, Nr. 3. [S. 1119.]

H. R. SCHULZ

**Richard C. Tolman.** Review of the present status of the two forms of quantum theory. Journ. Opt. Soc. Amer. 6, 211—228, 1922, Nr. 3. [S. 1116.] SMEKAL

**Lord Rayleigh.** The Colour of the Light from the Night Sky. Proc. Roy. Soc. London (A) 99, 10—18, 1921, Nr. 696. Vor einer photographischen (panchromatischen)

Platte wurden eine Reihe kleiner Farbfilter, welche die Bereiche 330 bis 380, 400 bis 450, 480 bis 530, 510 bis 590, 550 bis 700, 580 bis 700 durchließen, und ein neutral gefärbter Keil angeordnet, dessen Durchlässigkeiten 0,1 und 0,01 den Ablesungen 10 und 20 entsprachen. Außerdem wurde noch zur Aussonderung der grünen Auroralinie ein Filter mit den Bezirken 550 bis 563 und 593 bis 700 aus Flavazin und Didymglas verwendet. Alle Filter waren so abgestimmt, daß sie bei Sonnenlicht nahezu gleiche photographische Dichte ergaben. Bei den Aufnahmen mit Himmelslicht wurde keine Blende verwendet, bei den Versuchen mit Mondlicht und Sonnenlicht Blenden, im letzten Falle sogar eine Quarzlinse von 7 mm Durchmesser und 9 mm Brennweite, um die Intensität hinreichend zu reduzieren. Sonnenlicht, Mondlicht und Licht des Nachthimmels zeigen im wesentlichen die gleiche spektrale Verteilung, während bei dem Dämmerlicht der kurzwellige Teil größere Intensität zeigt. Die Ergebnisse lassen sich auch bei subjektiver Beobachtung nachprüfen. Zwei Filterplatten, die mit Flavazin und Methylenblau so gefärbt waren, daß sie bei Nachthimmel gleiche Durchlässigkeit aufwiesen, erschienen in der Dämmerung ungleich bei Vorwiegen des blauen Teiles. Das Licht des Nachthimmels kann also nicht auf Zerstreuung an den oberen Teilen der Atmosphäre zurückgeführt werden, sondern es wird als Licht unauflösbarer Sternmassen oder an kosmischer Materie zerstreutes Licht aufzufassen sein. H. R. SCHULZ.

**W. Wien.** Eine Methode zur Unterscheidung der sogenannten Bogenlinien von den Funkenlinien der Spektren. Münchn. Ber. 1922, 119—120, Nr. 1. Aus den bisherigen Methoden zur Unterscheidung zwischen Bogenlinien (die von den ungeladenen Atomen ausgesandt werden) und Funkenlinien (welche von elektrisch geladenen Atomen herrühren) lassen sich keine sicheren Schlüsse ziehen. Der Verf. läßt durch einen engen Spalt einen Kanalstrahl in ein hohes Vakuum eintreten und zwischen den Platten eines geladenen kleinen Kondensators weitergehen, wobei die ungeladenen Atome ihren Weg ungestört fortsetzen, die geladenen aber abgelenkt werden. Bei der Abbildung des Kanalstrahls auf der photographischen Platte eines Spektrographen gibt jede Spektrallinie eine getrennte Abbildung des Kanalstrahls. Die Bogenlinien werden durch das elektrische Feld des Kondensators nicht beeinflusst, die Funkenlinien aber abgelenkt. In den Versuchen zeigten die Serienlinien des Wasserstoffs keine Spur einer Ablenkung, während die sogenannten Funkenlinien des Sauerstoffs sehr deutlich abgelenkt wurden. Auch eine Reihe von Stickstofflinien und die negativen Stickstoffbanden zeigten Ablenkung. LÜBECK.

**E. O. Hulburt.** The broadening of the Balmer lines of hydrogen with pressure. Astrophys. Journ. 55, 399—405, 1922, Nr. 5. Aufnahmen der Balmerlinien im Rohr bei Drucken zwischen 0,2 und 135 mm Hg und oszillierender kondensierter Entladung der Frequenz  $0,28 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$ . Die Auswertung ist sehr roh: Es wird nicht etwa durch Photometrieren die Halbwertsbreite bestimmt, sondern die ganze Breite als Entfernung der beiden Stellen, bei denen „die Schwärzung der Platte schwach wird“, gemessen. Um die bei verschiedenen Drucken gemachten Aufnahmen vergleichbar zu machen, wurde die Maximalintensität der Linie durch okularen Vergleich mit einer Hilfslampe konstant gehalten. Die Linienbreite ergab sich so bei 100 mm Druck zu etwa 80 Å.-E., während die Stoßlämpfungstheorie mit den Formeln von Schönrock (Ann. d. Phys. 22, 209, 1907) nur 0,04 Å.-E. ergibt. Verf. kommt daher zu dem Schluß, daß die Ursache der Verbreiterung weniger in den Zusammenstößen mit den anderen Molekülen als in einem Starkeffekt liegt, wobei er die Frage offen läßt, ob dieser durch das in der Röhre herrschende Feld oder durch die Felder der Nachbarmoleküle hervorgerufen ist. Joos.



**Ann Catherine Davies.** The Minimum Electron Energies Associated with the Excitation of the Spectra of Helium. Proc. Roy. Soc. London (A) **100**, 599—620, 1922, Nr. 707. Es ist bisher nicht gelungen, die einzelnen Linien von Spektralserien durch Elektronenstoß sukzessive bei allmählicher Steigerung der Geschwindigkeit langsamer Elektronen zum Aufleuchten zu bringen, wie es nach der Bohrschen Theorie als möglich zu erwarten ist. Die Verf. untersucht diese Möglichkeit am Spektrum des He, bei dem Franck und Knipping in ihren Stromspannungskurven Knicke fanden, die sie durch unelastische Zusammenstöße bei Anregung bestimmter, höherer Serienlinien deuteten. Zwei Methoden werden benutzt: Erstens wird das bei der Elektronenstoßmethode entstehende Spektrum fotografiert; zweitens wird das Spektrum eines Lichtbogens, der unterhalb der Ionisierungsspannung brennt, aufgenommen. Für schwachen Elektronenstrom und niedrigen Druck wurde Emission von Spektrallinien nur beobachtet bei Spannungen über der Ionisierungsspannung des He 25,2 Volt. Für höheren Druck und starken Elektronenstrom erschienen die Linien auch schon bei geringeren Spannungen bis herab zu 20,4 Volt, der „Umwandlungsspannung“ des He-Atoms. Immer aber erschien entgegen der theoretischen Erwartung das gesamte Spektrum gleichzeitig. Das Leuchten konnte, wenn es einmal — zugleich mit einem Stromanstieg — eingesetzt hatte, aufrecht erhalten werden bei allmählicher Verringerung der Spannung bis herab zu 13 Volt, wobei sich das Intensitätsverhältnis eigentümlich verschiebt. Da für diese geringe Spannung überhaupt keine Anregung normaler He-Atome stattfindet, wird die Verf. zu der Annahme gezwungen, daß die Rückbildung normaler Atome aus „abnormalen“, angeregten in diesem Fall unmöglich ist. Bei viel höheren Spannungswerten, z. B. 45 Volt, setzt ebenfalls plötzlich und verbunden mit Erhöhung des Stromes das Aufleuchten des He-Bandenspektrums ein. Bei hohem Druck (etwa 30 cm) kann das Aufleuchten von Banden und Linien bei geringeren Spannungen zusammenfallen. Auch das Leuchten der Banden kann bei Erniedrigung der Spannung unter 20,4 Volt fortbestehen. Die Banden sind nie ohne die Linien sichtbar. Für das Aufleuchten von  $\lambda$  4686 des He<sup>+</sup> existieren drei kritische Elektronengeschwindigkeiten: bei niedrigem Druck oder schwachem Strom etwa 80 Volt. Bei etwas erhöhtem Druck und Strom 54 Volt, bei noch höherem Druck und zugleich starkem Strom 50,8 Volt; dies wird durch Elektronenstoß gedeutet, der unmittelbar das Ion He<sup>+</sup> trifft.

OLDENBERG.

**Theodore Lyman.** The spectrum of helium in the extreme ultra-violet. Science (N. S.) **56**, 167—168, 1922, Nr. 1441. Versuchsanordnung: Gittervakuum-spektrograph mit anschließender Entladungsröhre, durch kein Fenster, sondern durch schmalen Spalt getrennt, He-Druck im Rohr etwa 1 mm, Vakuum im Spektrographen durch fortlaufendes Pumpen aufrecht erhalten. Es ergaben sich eine sehr starke Linie bei 584,4 Å.-E. und drei weitere bei 537,1, 523,3 und 515,7 Å.-E. Die Wellenlängen, welche in zweiter Ordnung durch Vergleich mit der Lymanserie in erster Ordnung gemessen wurden, sind auf 0,1 bis 0,2 Å.-E. genau. Bei 600,5 Å.-E. zeigte sich eine schwache und verschwommene Linie, deren Herkunft nicht außer Zweifel ist. Sonst keine Linien im äußersten Ultraviolett. Die Schwingungszahldifferenzen der vier Linien von 584,4 an sind dieselben wie die der vier ersten Glieder der Hauptserie des Einfachliniensystems. Diese Linien sind die vier ersten Glieder einer neuen Hauptserie, welche nach Fowler dargestellt wird durch:  $0, S - m, P$ . — Es besteht ein Widerspruch zwischen den aus diesen Linien berechneten und den von Franck und Knipping (ZS. f. Phys. **1**, 320, 1920) direkt gemessenen Anregungs- und den Ionisierungsspannungen. Aus der Seriengrenze findet man für die Ionisierungsspannungen 24,5 gegen 25,3 Volt nach Franck. Eine Verkleinerung der von Franck gemessenen Werte um 0,8 Volt (gerade den Unter-

schied zwischen der Anregungsspannung des zweiquantigen gekreuzten und der des komplanaren He. D. Ref.) würde überall Übereinstimmung herstellen, bis auf die erste Anregungsspannung, zu der (in Übereinstimmung mit der Vorhersage von Franck) keine Linie gefunden wurde.

Joos.

**J. J. Hopfield.** Preliminary Report on Spectroscopic Investigations in the Extreme Ultra-Violet. Phys. Rev. (2) 18, 327, 1921, Nr. 4. Es wurde eine Methode angewandt, die es ermöglichte, das Emissionsspektrum stark absorbierender Gase noch unterhalb der Grenze der Flußspatabsorption zu erhalten. Diese Methode bestand darin, daß der Rezipient des Vakuumspektrographen mit Wasserstoff oder einem anderen nicht absorbierenden Gas gefüllt wurde, während die Entladungsröhre mit Kapillare in Längsdurchsicht mit dem zu untersuchenden Gas gefüllt wurde. Diese Verteilung der beiden Gase wurde ohne trennende Wand dadurch hergestellt, daß sie beständig gegeneinander strömten und durch einen gemeinsamen Ausgang abgesaugt wurden. Damit wurde bei Sauerstofffüllung der Entladungsröhre ein sehr starkes Triplett  $\lambda = 1302,5 \text{ \AA.-E.}$ ; 1305,2 und 1306,4 mit den relativen Intensitäten 8, 6 und 5 gefunden. Wenn dies das erste Glied einer Hauptserie ist, so entspricht es einer Anregungsspannung von 9,45 Volt, ein etwas höherer Wert als der experimentell geundene. Regulierte man die Strömung der beiden Gase so, daß in der Entladungsröhre eine Mischung von O und H stattfand, so war vom Viellinienspektrum nur wenig zu beobachten, während die Grundlinie der Lymanserie 1215,6 und andere Linien einschließlich des O-Triplets hervortraten.

Joos.

**Jean Huddleston.** The Effect of Pressure on the Band Spectra of Nitrogen. Phys. Rev. (2) 18, 327—329, 1921, Nr. 4. 1. Funke zwischen Pt-Elektroden in reinem Stickstoff zwischen 1 und 4 Atm. Druck. Bei 1 Atm. waren positive und negative Banden ungefähr gleich stark. Mit zunehmendem Druck bildete sich allmählich ein kontinuierlicher Grund, der zuerst bei den langen Wellen auftrat und tief ins Violett reichte. Bei 4 Atm. bedeckte dieser Grund das ganze Spektrum, Bandenstruktur war noch schwach sichtbar zwischen 4344 bis etwas unter 3997. Positive und negative Banden schienen in gleicher Weise beeinflußt zu werden. Das kontinuierliche Spektrum erstreckte sich nach Rot, soweit die Platte ausreichte, zeigte aber bei 5200 bis 5500 einen entschiedenen Intensitätsabfall. 2. Funke in Luft mit kleinem Induktor betrieben: Die negativen Banden waren stärker als die positiven. Die Verdrängung der Banden durch den kontinuierlichen Grund trat früher ein: Bei 3 Atm. waren alle positiven Banden verschwunden und die negativen Banden bei 4278 und 4236 waren die einzigen noch erkennbaren. Bei 4 Atm. waren alle Banden verdrängt. 3. Dieselbe Anordnung wie 2.; Funke jedoch mit großem Transformator betrieben: Der allgemeine Verlauf war derselbe, nur bildete sich der kontinuierliche Grund langsamer aus und reichte bis zu 6 Atm. noch nicht alle Banden aus. Wieder waren die negativen Banden stärker und die bei 4278 die letzte, die verschwand. Bei 1 Atm. war die größte Intensität des Bandenspektrums bei 4278, bei 6 Atm. um 4630. Die Gegend der ersten Gruppe positiver Banden, welche von der Platte nicht wiedergegeben wurde, wurde nicht beobachtet; es zeigte sich schon bei 1 Atm. keinerlei Bandenstruktur mehr in Übereinstimmung mit dem Ergebnis der Aufnahmen, daß die langwelligen Banden zuerst vom kontinuierlichen Grund verdrängt werden.

Joos.

**Benhamoy Datta.** The Spectrum of Beryllium Fluoride. Proc. Roy. Soc. London A) 101, 187—194, 1922, Nr. 709. Das Spektrum von  $\text{BeF}_2$  wurde im Kohlebogen mit aluminiumberylliumfluorid erzeugt. Es ergaben sich sechs Banden, die alle zwischen 3000 und 3400  $\text{\AA.-E.}$  liegen, und sämtlich nach Rot auslaufen. Die stärkste Bande bei

3009,85 Å.-E. wurde näher untersucht. Diese besitzt zwei eng benachbarte Köpfe. Der nach kurzen Wellen gelegene besteht aus einer einzigen Linie mit anschließendem kontinuierlichen Grund, der andere hat eine Serie von Linien im Gefolge, welche alle mit Ausnahme der auf den Kopf folgenden gut getrennt sind. Der Deslandressche Term reicht zu ihrer Darstellung nicht aus. Genauer wird ihre Darstellung durch die Formeln gegeben:

$$\nu = 33\,214,65 - 0,7259\,m - 0,0525\,m^2 + 0,000\,15\,m^3 \quad (m = 0 \text{ bis } m = 8).$$

$$\nu = 33\,204,05 - 1,624\,m - 0,125\,m^2 + 0,002\,2\,m^3 \quad (m = 0 \text{ „ } m = 12).$$

$$\nu = 33\,204,05 - 1,6235\,m - 0,102\,m^2 + 0,001\,3\,m^3 \quad (m = 0 \text{ „ } m = 12).$$

Der Vergleich mit dem Spektrum von  $\text{MgF}_2$ , dessen Banden jedoch nach Blau abgeschattigt sind, führt zu der empirischen Formel

$$\frac{\log b \cdot \log M}{a} = \text{Konst.}$$

( $M$  Summe der Ordnungszahlen,  $a$  und  $b$  Konstanten des Terms  $\nu = a + bm + cm^2$ ), welche mit einer Abweichung von  $\pm 5$  Proz. von allen Banden beider Stoffe erfüllt wird. Joos.

**N. Bohr.** Über die Serienspektren der Elemente. ZS. f. Phys. 2, 423—469, 1920, Nr. 5. (Verspätet zum Referat gelangt und z. B. hinsichtlich der Deutung der Alkalispektren durch Bohrs neue Atombauarbeit, ZS. f. Phys. 9, 1—67, 1922, überholt. D. Ref.) Vortrag in der D. Phys. Ges. am 27. April 1920. Nach einleitenden Bemerkungen, welche den Weg, auf dem Bohr zu seiner so außerordentlich fruchtbaren Theorie der Serienspektren gelangt ist, kurz skizzieren, werden die leitenden Gesichtspunkte (vgl. dazu diese Ber. 2, 1191, 1921), namentlich der dem Korrespondenzprinzip zugrunde liegende Gedanke am Wasserstoffspektrum ausführlich illustriert. Der nächste Abschnitt ist den Serienspektren von Elementen mit höherer Atomnummer gewidmet, wobei besonders auf die Absorptionsverhältnisse, sowie die Anregung der Spektrallinien und die Ionisation durch Elektronenstoß eingegangen wird. Im folgenden Abschnitt wird die Wirkung kleiner störender Kräfte betrachtet, Sommerfelds Feinstruktur der Wasserstofflinien, ferner ihr Stark- und Zeemaneffekt, wobei stets das Hauptgewicht auf die Anwendung des Korrespondenzprinzips und seiner Folgerungen gelegt wird; Bohr hebt namentlich hervor, daß seine Behandlung dieser Probleme als Störungsprobleme nur die Einführung von zwei Quantenzahlen als gerechtfertigt erscheinen läßt, während Sommerfeld, Epstein und Debye von drei Quantenzahlen Gebrauch gemacht haben. Erst wenn man den Einfluß äußerer Kräfte auf die Feinstrukturkomponenten der Wasserstofflinien untersucht, treten verwickeltere Verhältnisse ein; im allgemeinen sind hier nach Bohr scharf definierte Quantenzustände nicht mehr möglich; eine Ausnahme bildet der Zeemaneffekt der Feinstrukturkomponenten (Sommerfeld, Debye), sowie der Einfluß nicht zu starker homogener elektrischer Felder (H. A. Kramers, diese Ber. 2, 531, 1921). — Im folgenden Abschnitt geht der Vortragende wieder auf die Betrachtung der Serienspektren von Elementen höherer Atomnummer, vor allem vom Typus des Na-Spektrums über. Auch hier wird die Sommerfeldsche Theorie durch die aus dem Korrespondenzprinzip abgeleiteten Überlegungen über Auswahlvorgänge usw. erfolgreich ergänzt, insbesondere auch das Erscheinen neuer Serien von Kombinationslinien im elektrischen Felde (Stark) als Folgerung des Korrespondenzgedankens aufgezeigt. Eine ausführliche Erörterung wird weiter der singulären Stellung des Heliumspektrums gewidmet, dessen beide Serien (Ortho- und Parhelium) keine Kombinationslinien miteinander aufweisen. Die Notwendigkeit der Deutung dieses Umstandes auf Grund des Korre-



pendenzprinzips veranlaßt Bohr, die Landésche Behandlung dieses Spektrums (diese Ber. 1, 170, 669, 1920) als unzureichend zu bezeichnen. Es folgen einige Bemerkungen über das Lithiumspektrum, sowie über die Dublettstruktur der Alkalispektren und die Deutung des an ihnen beobachteten Paschen-Back-Effektes. — Zum Schluß hebt Bohr besonders hervor, daß die von ihm seinerzeit (1913) vorgeschlagenen Atom- und Molekülmodelle vom Standpunkt der neueren Entwicklung aus in mancher Hinsicht geändert werden müssen, und daß insbesondere die damals zur Orientierung eingeführte Vorstellung von „Elektronenringen“ fallen gelassen werden muß.

A. SMEKAL.

**Richard Becker.** Über den Starkeffekt bei Alkalien. ZS. f. Phys. 9, 332—348, 1922, Nr. 5. Während der Starkeffekt der Wasserstofflinien bekanntlich eine der Feldstärke proportionale Aufspaltung ergibt, hat man bei einem Alkaliatom infolge der störenden Wirkung der inneren Elektronen einen quadratischen Anstieg des Starkeffektes zu erwarten. Die inneren Elektronen erteilen der Keplerbahn des „Leuchtelektrons“ bereits im feldfreien Falle eine Perihelrotation, welche nachher diesen quadratischen Anstieg zur Folge hat, solange das äußere Feld gegenüber der inneren Störung noch klein ist; erst bei sehr mächtigen Feldern, gegen welche die innere Störungswirkung praktisch verschwindet, kann das lineare Glied zur Geltung kommen. (Vgl. dazu L. A. Kramers, ZS. f. Phys. 3, 199, 1920; diese Ber. 2, 531, 1921.) — Zur Berechnung dieses quadratischen Effektes beschreibt der Verf. die innere Störung durch ein Zusatzglied  $k/r^3$  zur potentiellen Energie; die Konstante  $k$  wird für jeden einzelnen Term so bestimmt, daß dieses Glied gerade die Abweichung des feldfreien Terms vom korrespondierenden Balmerterm darstellt. Die Integration des durch das Feld und dieses Zusatzglied gestörten Keplerproblems wird durch Erweiterung der Born-rodrydyschen Integrations- und Quantelungsmethode (diese Ber. S. 296) auf diesen Spezialfall (unabhängig und zeitlich früher als die allgemeine Erweiterung, die Born und Pauli, ZS. f. Phys. 10, 137, 1922, vorgenommen haben, s. Referat im gleichen Heft) ermöglicht. Die Endformel, welcher nach den gemachten Annahmen nur qualitative Bedeutung zugeschrieben wird, ergibt die Termänderung durch das Feld proportional dem Feldquadrate, der sechsten Potenz der Laufzahl (welcher Umstand für die Berechnung der Linienverschiebung die Vernachlässigung des Einflusses der Endbahn gestattet) und einem Aggregat von der Dimension Eins in den drei Quantenzahlen, welchem eine nicht beobachtete Aufspaltung in mehrere Komponenten entspricht. — Zum Vergleich mit der Erfahrung scheiden die  $s$ -Terme (vgl. E. Schrödinger, diese Ber. 2, 841, 1921), ferner die diffusen Nebenserien von He und Li aus. Der kleinste Starkeffekt, auf den der Verf. seine Überlegungen angewandt hat, ergibt sich an den  $D$ -Linien; nach Ladenburg tritt hier bei 160 kV/cm eine Rotverschiebung  $\Delta\lambda = 0,02 \text{ \AA}$  auf, berechnet wird  $0,024 \text{ \AA}$ . Der größte Effekt findet sich am vierten Gliede der dritten Nebenserie des Li, nach Stark ist hier bei 80 kV/cm  $\Delta\lambda = 16,0 \text{ \AA}$ , berechnet  $17 \text{ \AA}$ . Weniger gut, aber noch immer qualitativ befriedigend stimmt der Vergleich in der diffusen Nebenserie des Na und der scharfen Nebenserie des Li. In jedem Falle wird in dem erwähnten Quantenzahlaggregat die dritte „räumliche“ Quantenzahl so gewählt, daß die Verschiebung möglichst richtig herauskommt; dies führt auf die Werte 1 oder 2. Der Verf. hat auch untersucht, welchen Einfluß ein Korrekturglied  $k/r^2$  oder  $k/r^4$  an Stelle von  $k/r^3$  auf die Endformel hätte: es zeigt sich, daß in beiden Fällen die erhaltene Übereinstimmung merklich verschlechtert wird. — In einer Nachschrift wird hervorgehoben, daß die Deutung der Terme durch die seither erschienenen neuen Arbeiten von Bohr (ZS. f. Phys. 9, 1, 1922) und Heisenberg (ZS. f. Phys. 8, 273, 1922) wesentliche Abänderungen gegenüber der oben zugrunde gelegten erfahren habe.

A. SMEKAL.

**Adolf Smekal.** Über die Absorptionskanten der  $L$ -Serie. ZS.f. Phys. **3**, 243—246, 1920, Nr. 4. (Verspätet zum Referat eingelangt.) Die kurze Notiz enthält den Hinweis auf die Bestätigung der Dreizahl der  $L$ -Absorptionskanten (gegenüber der früher vermuteten Vierzahl) und der Irrealität des sogenannten  $A$ -Dubletts, welche der Verf. bereits in einer früheren Arbeit vorausgesagt hatte (Wien. Ber. **129** [2a], 635—660, 1920; diese Ber. **2**, 1016, 1921), durch die Absorptionskantenmessungen von G. Hertz (diese Ber. **1**, 1600, 1920). Es wird ferner darauf hingewiesen, in welcher Weise der

Verlauf der einzelnen  $L$ -Röntgenlinienfrequenzen  $\nu$  im  $\left(\sqrt{\frac{\nu}{R}}, z\right)$ -Diagramm ( $R$  Rydbergfrequenz,  $z$  Ordnungszahl), insbesondere deren „Überschnidungen“ aus dem analogen Verlaufe der  $L$ -Absorptionskanten zu erklären sind. A. SMEKAL.

**Gregor Wentzel.** Funkenlinien im Röntgenspektrum. Ann. d. Phys. (4) **66**, 437—462, 1921, Nr. 23. Die Arbeit ist der Deutung jener Röntgenlinien gewidmet, die in dem allgemeinen Niveauschema der Röntgenspektren (vgl. z. B. Sommerfeld, Atombau und Spektrallinien, 3. Auflage) keinen Platz finden konnten. Es zeigt sich, daß die fraglichen Linien stets auf der harten Seite einer starken Linie des Niveauschemas liegen (z. B.  $K_\alpha$ ,  $K_\beta$ ,  $L_\alpha$ ,  $L_\gamma$ ); sie werden Quantenzuständen zugeschrieben, in denen das Atom mehrfach ionisiert ist (daher die Bezeichnung „Funkenlinien“), z. B. in einer „Schale“ zwei, oder in zwei verschiedenen „Schalen“ je ein Elektron weniger besitzt als im Normalzustande, usf. (Aus älteren Überlegungen des Ref., ZS. f. Phys. **4**, 26—44, 1920, folgt im Gegensatz zur Meinung des Verf., daß solche Linien merklich im allgemeinen nur durch Mehrfachionisation, nicht durch mehrere aufeinanderfolgende Einfachionisationen angeregt werden können. D. Ref.) — Allgemeine Überlegungen ergeben, daß diese Vorstellung in der Tat das Auftreten einer Feinstruktur der Linien und Absorptionskanten des Niveauschemas an deren kurzwellige Seite zur Folge hat. Der Verf. weist im einzelnen nach, daß sämtliche noch unerklärten Röntgenlinien als solche „Funkenlinien“ gedeutet werden können. Besonders überzeugend gelingt dies an den vier  $K_\alpha$ -Satelliten, welche, um ein Beispiel zu geben, die nachfolgende Interpretation erhalten:

$$(K_\alpha = K - L), K_{\alpha_3} = KL - L^2, K_{\alpha_4} = K^2 - KL,$$

$$K_{\alpha_5} = KL^2 - L^3, K_{\alpha_6} = K^2L - KL^2.$$

(Darin bedeutet z. B.  $K^2L$ : Doppelionisation der  $K$ - und gleichzeitige Einfachionisation der  $L$ -Schale, usf.; die verschiedenen  $L$ -Niveaus fallen für die hier in Betracht kommenden leichten Elemente praktisch zusammen.) In der gleichen Weise wird auch die von Fricke festgestellte Feinstruktur der  $K$ -Kante erklärt. Auf Grund der bekannten Modellvorstellungen gelingt es ferner, sowohl die Größenordnung der vor kommenden Frequenzdifferenzen als ihren linearen Gang mit der Ordnungszahl in zutreffender Weise vorauszusagen. A. SMEKAL.

**Arthur H. Compton.** A Possible Origin of the Defect of the Combination Principle in X-Rays. Phys. Rev. (2) **18**, 336—338, 1921, Nr. 4. Sucht — unter der Annahme, daß Auswahlvorgänge nicht hinreichten — den „Kombinationsdefekt“ an  $K_\beta$  auf den Energieverlust an die beim Übergang  $M$ -Schale  $\rightarrow$   $K$ -Schale überquerte  $L$ -Schale zurückzuführen. KOSSEL.

**Saul Dushman.** Some recent applications of the quantum theory to spectral series. Journ. Opt. Soc. Amer. **6**, 235—250, 1922, Nr. 3. [S. 1116.]

**A. Sommerfeld.** The evaluation of quantum integrals. Journ. Opt. Soc. Amer. **6**, 251—253, 1922, Nr. 3. [S. 1117.] SMEKAL.

- Irving C. Kemble.** The evaluation of quantum integrals. *Proc. Nat. Acad.* **7**, 283—288, 1921, Nr. 10. [S. 1108.]
- L. Born und W. Pauli jr.** Über die Quantelung gestörter mechanischer Systeme. *ZS. f. Phys.* **10**, 137—158, 1922, Nr. 3. [S. 1111.]
- Paul S. Epstein.** Die Störungsrechnung im Dienste der Quantentheorie. I. Kritische Bemerkungen zur Dispersionstheorie. *ZS. f. Phys.* **9**, 92—110, 1922, Nr. 1/2. [S. 1110.]
- Sanjivan Das.** On the Disturbed Electron orbits in an Electro-magnetic field. *Bull. Calcutta Math. Soc.* **12**, 203—208, 1922, Nr. 4. [S. 1117.]
- Niels Bohr.** On the Selection Principle of the Quantum Theory. *Phil. Mag.* **43**, 1112—1116, 1922, Nr. 258, Juni. [S. 1106.]
- Paul D. Foote, F. L. Mohler und W. F. Meggers.** A Significant Exception to the Principle of Selection. *Phys. Rev.* (2) **19**, 422, 1922, Nr. 4. [S. 1105.]
- Josef Smekal.** Zur quantentheoretischen Deutung des radioaktiven Zerfalls. *Wien. Anz.* 1922, 129—133, Nr. 16. [S. 1105.]
- Josef Smekal.** Zur quantentheoretischen Deutung der  $\beta$ - und  $\gamma$ -Strahlmission. *ZS. f. Phys.* **10**, 275—302, 1922, Nr. 5. [S. 1157.]
- John D. Ellis.** Über die Deutung der  $\beta$ -Strahlspektren radioaktiver Substanzen. *ZS. f. Phys.* **10**, 303—307, 1922, Nr. 5. [S. 1157.]
- Prasanna Chandra Chuckerbutti.** The Non-radiating Electronic Orbits and the Normal Zeeman Triplet. *Bull. Calcutta Math. Soc.* **12**, 221—224, 1922, Nr. 4. [S. 1117.]
- SMEKAL.**
- Carl Formstecher.** Die absolute Gradation als charakteristische Konstante photographischer Papiere. *ZS. f. wiss. Photogr.* **22**, 21—25, 1922, Nr. 1. Der Verf. bezeichnet mit absoluter Gradation eines Kopiermaterials das Verhältnis der Lichtmenge, die zur Erzielung des Schwärzungsmaximums (des Maximalwertes der korrekten Exposition“) nötig ist, zur Lichtmenge, die eben zur Erreichung des Schwellenwertes erforderlich ist. Ihr Logarithmus wird also durch die größte Ablesung der charakteristischen Kurve wiedergegeben. Die absolute Gradation hat kein Maximum, wohl aber ein Minimum. Diesen kleinsten der ermittelten Werte bezeichnet der Verf. mit „charakteristischer Papierkonstante“. Beim Auskopierprozeß nimmt mit verlängerter Belichtungszeit bei konstanter Beleuchtung die absolute Gradation ständig zu und wächst unbegrenzt. Es liegt offenbar hierfür der gleiche Grund vor, wie bei der Gradationsverlängerung durch Vorbelichtung: Eine Schirmwirkung des bereits geschwärzten auf das darunterliegende Silberhaloid. Die Schwärzung nimmt hier nicht mehr zu, während weitere Partien den Schwellenwert überschreiten. Schwieriger zu erklären ist die gleiche Erscheinung beim Entwicklungsprozeß. Hier können die mikroskopischen Keime keine Schirmwirkung geben. Ebensowenig läßt sich die Entwicklung verantwortlich machen, da diese normalerweise nur eine Oberflächenreaktion ist. Der Verf. meint, man könne das diffuse an den Silberhaloidkörnern gestreute Licht verantwortlich machen. Für sehr empfindliche Papiere ist nun eine Steigerung der absoluten Gradation größer, als einer entsprechenden Steigerung der Belichtungszeit entsprechen sollte. Die Bestimmung des Normalwertes, d. h. des niedrigsten Wertes der absoluten Gradation erfolgt dann am besten auf Grund von



Schwärzungsmessungen. Es zeigt sich so, daß die absolute Gradation mit zunehmender Belichtungszeit wächst, und daß dieser Effekt als eine Wirkung der Vorbelichtung um so stärker in Erscheinung tritt, je größer die absolute Lichtempfindlichkeit des untersuchten Präparates ist.

HARDTMANN

**Robert Schwarz und Heinrich Stock.** Über die Einwirkung von Kolloiden auf Bromsilberemulsionen. ZS. f. wiss. Photogr. **22**, 26—32, 1922, Nr. 1. Wie die Verf. nachgewiesen haben, kann man die Gesetzmäßigkeiten, die man an Hand der Schwärzung einer photographischen Schicht ermittelt hat, an reinen Bromsilber durch Messung des bei der photochemischen Zersetzung frei werdenden Halogens wiederfinden. Anorganische Kolloide katalysieren den Prozeß positiv oder negativ. Die Verf. bestimmen die Wirkung verschiedener Sole nach der Bromabspaltung und der Schwärzung, die nach verschiedenen Methoden gemessen wird. Nach den bis jetzt vorliegenden Bestimmungen wird das Bromsilbergel in seiner Beständigkeit gegen photochemische Einflüsse durch andere Kolloide verändert, indem das negativ geladene Platinmetallsol verzögernd, positiv und auch negativ geladenes Oxydsol beschleunigend auf den Zersetzungsprozeß einwirken. Auch das negativ geladene Silbersol wirkt beschleunigend. Untersucht wurden außer den bereits angeführten zwei Kieselsäuresole verschiedener Herkunft, ein Aluminiumhydroxyd-, ein Eisenhydroxyd- und ein Zinnsäuresol. Die beiden letzteren zeigten keine Einwirkung. Die Verf. hoffen, daß noch im Gange befindliche Untersuchungen unter Heranziehung weiterer Sole Gesetzmäßigkeiten erkennen lassen werden.

HARDTMANN

**A. Miethe.** Zwei Hilfseinrichtungen für kinematographische Nahaufnahmen. Die Kintechnik **4**, 379—383, 1922, Nr. 10. Als Aufnahmehilfsmittel für Kleinaufnahmen ist ein Dovesches Prisma besser geeignet, als ein rechtwinkliges Aufsatzprisma, weil bei ersterem das horizontale Aufnahmefeld nicht beschnitten wird. Auch für die Betrachtung von Mikraufnahmen ist das erwähnte Prisma geeignet.

H. R. SCHULZ

**A. S. Eve.** A Note on Missing Spectra. Phys. Rev. (2) **19**, 391, 1922, Nr. 4. Es wurde beobachtet, daß bei engen Drahtgittern (zwölf Phosphorbronzedrähte pro mm Abstand-Durchmesser) die Spektren gerader Ordnung nicht, die übrigen sehr häufig auftreten. Eine als Gitter benutzte Photographie des Gitters zeigte die Erscheinung nicht.

ANGERECH

**H. Schwerdt.** Fluchtlinientafeln, Grundlagen und Anwendungen auf Fragen der Leitungsberechnung und Beleuchtungstechnik. Elektrot. ZS. **43**, 777—781, 1922, Nr. 23. [S. 1099.]

SCHWERDT

**C. W. Saleeby.** The Action of Sunlight. Nature **109**, 11—12, 1922, Nr. 2721. An Hand von Literaturangaben und einigen Beispielen aus der Praxis der Lichttherapie weist der Verf. darauf hin, daß die Heilwirkung des Sonnenlichtes nicht nur auf seiner antiseptischen Eigenschaft beruht, sondern vor allem auch auf seiner Eigenschaft als Wärmespender, indem nämlich die Sonnenstrahlung das Blut erwärmt ohne die allgemeine Körpertemperatur zu erhöhen, d. h. künstliches Fieber erzeugt aber frei von den Begleiterscheinungen und Gefahren des natürlichen Fiebers. VAHL

**Ludwig Pincussen.** Die physikalischen und chemischen Grundlagen der Lichtbehandlung. D. Med. Wochenschr. **47**, 291—293, 1921, Nr. 11.

VAHL

**Ludwig Pincussen.** Biologische Lichtwirkungen, ihre physikalischen und chemischen Grundlagen. S.-A. aus Ergebnisse der Physiologie, herausgegeben von L. Asher und K. Spiro, **19**, 77—289, 1920.

SCHERER

**Fritz Schanz.** Der Gehalt des Lichtes an Ultraviolett und seine Bedeutung für lichtbiologische Vorgänge. ZS. f. Beleuchtungsw. **28**, 29—30, 1922, Nr. 5/6. Zusammenfassung der Anschauungen des Verf., über die einzeln bereits mehrfach berichtet ist. Die Wirkungen des Lichtes bei biologischen Vorgängen sind ein chemischer Natur. Das Eiweiß nur die kurzwelligen Strahlen absorbiert, rufen nur diese Veränderungen in ihm, wie in der lebenden Zelle hervor, nicht die Wärmestrahlen; nur durch Zusatz von Farbstoffen erreicht man, daß auch langwellige Strahlen auf Eiweißlösungen einwirken. Dem Einwurf, daß nur ein ganz geringer Teil der gesamten Strahlungsenergie auf den ultravioletten Teil kommt, wird entgegengehalten, daß als Maß der Energie allein die Wärmewirkung dient und dabei als vollkommen absorbierende Substanz der Ruß. Verf. hat aber bei diesem Körper starke lichtelektrische Zersireuung festgestellt, woraus sich ergibt, daß in ihm intensive chemische Vorgänge durch Licht ausgelöst werden. Danach erscheint ein Zweifel an der Richtigkeit der bolometrisch, als nach der Wärmewirkung gemessenen Sonnenenergie berechtigt; das Ultraviolett ist ein weit größerer Energiefaktor, als bisher angenommen wird.

LEVY.

**Fritz Schanz.** Der Gehalt des Lichts an Ultraviolett. II. (Zugleich Antwort auf die Entgegnung von Professor Dorno in Bd. 103 dieses Archivs.) S.-A. Arch. f. Ophthalmologie **107**, 190—195, 1922, Heft 2/3.

LEVY.

**Franz Exner.** Helligkeitsbestimmungen im protanopen Farbensystem. S.-A. Wien. Ber. **130** [2a], 355—361, 1921, Nr. 7/8. Vgl. diese Ber. S. 200. SCHEEL.

**H. Schulz.** Die Definition des Leistungswertes eines Fernrohres bei der Beobachtung in der Dämmerung. Central-Ztg. f. Opt. u. Mech. **43**, 342—343, 1922, Nr. 20/21. Erwiderung auf einen Aufsatz von H. C. Schneider (vgl. diese Ber. S. 524, 1921).

H. R. SCHULZ.

**William F. Casson.** The Importance of a Definite Routine in Sight-Testing. The Optician **63**, 352—356, 1922, Nr. 1634.

**A. Whitwell.** On the Best Form of Spectacle Lenses. XXV. The Optician **63**, 331—332, 1922, Nr. 1633. Berichtigung eines Rechenfehlers in der früheren Veröffentlichung (diese Ber. S. 347).

H. R. SCHULZ.

**D. Henker.** Die optischen Grundlagen der subjektiven Refraktionsbestimmung. D. Opt. Wochenschr. **8**, 452—454, 1922, Nr. 24. Verf. erläutert zunächst die Wirkungsweise eines astigmatischen Brillenglases und geht dann an Hand eines Zahlenbeispiels auf die Strahlenvereinigung in den verschiedenen Meridianen ein. Es wird dann das Prinzip der Spaltmethode auseinandergesetzt und ebenfalls an verschiedenen Beispielen eingehend erläutert.

HINRICHS.

**F. Frankenheim.** Die stenopäische Spaltmethode und ihre Anwendung. D. Opt. Wochenschr. **8**, 212—213, 1922, Nr. 12. Zur Anwendung der stenopäischen Spaltmethode ist vor allem erforderlich, daß der Spalt in allen Lagen gut zentriert ist. Auf die Nichtbeachtung dieser Forderung sind häufig entstandene Mißerfolge zurückzuführen. Häufig ist die Anwendung bei geringem Grade von Astigmatismus sehr schwierig, ebenso wie sich auch die Akkommodation oft störend bemerkbar macht. Auch das Vorhandensein von gemischtem Astigmatismus erfordert eine besondere Sorgfalt. Was die Schlitzbreite anbelangt, so empfiehlt es sich, bei älteren Personen einen breiteren Spalt zu wählen als bei jüngeren. Bei Kindern ist die Methode im allgemeinen nicht anwendbar.

HINRICHS.

**Gustav Haase.** Neue Wendebrille, geeignet zum Gebrauch durchgebogene Brillengläser. Ztg. f. ophth. Opt. **10**, 65—66, 1922, Nr. 3. HINRICHS

**W. B. Needles.** Presbyopia and Sub-Normal Accommodation. The Optician **63**, 341—342, 349—352, 1922, Nr. 1633, 1634. Die Ursache der Presbyopie ist in normalen Fällen eine Verhärtung der Linse, welche durch Bifokalglasser korrigiert werden muß, wenn die Amplitude der Akkommodation so gering wird, daß die Hälfte nicht für den normalen Gebrauch des Auges ausreichend ist. Bei pathologischen Fällen muß eine konstitutionelle Behandlung einsetzen, wobei eine übermäßige Entwicklung des Ciliarmuskels zu vermeiden ist. H. R. SCHULZ

**Howard D. Minchin.** A study of astigmatism. The Optician **63**, 345—349, 1922, Nr. 1634. Verf. gibt eine Übersicht über die möglichen Arten des Astigmatismus und einige Methoden zur Beobachtung und Messung. H. R. SCHULZ

**M. Tscherning.** Synet i Tusmørke. Fysisk Tidsskr. **20**, 43—46, 1922, Nr. 1/2. Nach König kann man im Spektrum zwei monochromatische Endstrecken ( $\lambda > 650 \mu$ ,  $\lambda < 430 \mu$ ), zwei dichromatische Bezirke ( $650 \mu > \lambda > 630 \mu$ ,  $475 \mu > \lambda > 430 \mu$ ) und einem Mittelbereich  $630 \mu$  bis  $475 \mu$  unterscheiden. Die hieraus folgende drei Perzeptionsorgane kann man durch entsprechende Filter isolieren. Betrachtet man ein Blatt weißes Papier in einem Stereoskop, indem man vor das eine Auge ein starkes neutrales Filter setzt, so erhält man nach Verlauf einiger Zeit einen violetten Eindruck, grünes Papier erscheint weißlich, rotes beeinflusst nur das unabgeblendete Auge. Hieraus und aus ähnlichen Versuchen kann geschlossen werden, daß die dritte Grundempfindung violett ist. Bei bewegtem Objekt läßt sich nachweisen, daß die Violettempfindung auch bei schwacher Beleuchtung im ganzen Feld verbleibt, während die Rotempfindung mit abnehmendem Licht auf ein kleineres Feld eingeschränkt wird. — Da man nun aber die Violettempfindung auch in der Fovea hat, in der keine Stäbchen sich vorfinden, andererseits aber beim Dämmerungssehen deutlich in der Außenpartien Violett wahrnimmt, scheint es zweifelhaft, ob die Stäbchen die eigentlichen Perzeptionsorgane sind. H. R. SCHULZ

## 7. Wärme.

**Oskar Klein.** Zur statistischen Theorie der Suspensionen und Lösungen. Ark. f. Math., Astron. och Fys. **16**, Nr. 5, 51 S., 1922, Nr. 1/2. Der Verf. entwickelt eine Methode zur Behandlung statistisch-mechanischer Probleme, die sich auf eine Suspension von kleinen Teilchen in einer reibenden Flüssigkeit beziehen; als Anwendungsbereich wird an die Theorie der verdünnten Lösungen unter Berücksichtigung der Kräfte zwischen den gelösten Molekülen gedacht, insbesondere an die Theorie der starken Elektrolyte. — Im § 1 werden die Voraussetzungen im einzelnen formuliert, insbesondere die drei in der Arbeit berücksichtigten Arten von Kraftwirkungen an ein Teilchen der Suspension: „äußere Kräfte“, „gegenseitige Kräfte“ (der suspendierten Teilchen), und „Flüssigkeitskräfte“ unterschieden. Im § 2 wird eine allgemeine Differentialgleichung für die Verteilungswahrscheinlichkeit der Suspension nach einer Methode abgeleitet, welche der von Einstein zur Ableitung der Differentialgleichung für die Diffusion einer Suspension ähnlich ist. Sie wird im folgenden Paragraphen auf ein bereits von Smoluchowski eingehend behandeltes Beispiel, eine Suspension



einander unabhängiger Teilchen, angewendet und integriert, wobei ein allgemeineres als das Smoluchowskische Resultat erzielt wird, welches das letztere als Spezialfall in sich enthält. Sehr schön zeigt sich hier, wie schon früher auch bei Smoluchowski, wie die anfängliche beliebige Verteilung der Lagen und Geschwindigkeiten der Teilchen allmählich in jene Verteilung übergeht, welche dem Temperaturgleichgewicht entspricht. — Im § 4 wird die allgemeine Gleichung weiter verfolgt und durch Approximation aus ihr eine Gleichung abgeleitet, welche eine Verallgemeinerung einer von Smoluchowski für die Brownsche Molekularbewegung unter Einwirkung äußerer Kräfte abgeleiteten Differentialgleichung darstellt. Im Schlußparagraphen endlich wird eine Schwierigkeit in der Anwendung dieser Gleichung auf das Problem der Leitfähigkeit eines Elektrolyten erwähnt und die Möglichkeit, diese Schwierigkeit zu überwinden, diskutiert. Schließlich wird unter der Annahme, daß die potentielle Energie der Suspension eine homogene Funktion der Koordinaten ist, eine allgemeine Eigenschaft der Integrale der erwähnten Gleichung abgeleitet, welche für die Theorie der Elektrolyte von Interesse ist.

A. SMEKAL.

**dolf Smekal.** Über einige Grundfragen der statistischen Mechanik. Monatsh. f. Math. u. Phys. **32**, 245—257, 1922. [S. 1117.]

**V. Raman.** Diffraction by Molecular Clusters and the Quantum Structure of Light. Nature **109**, 444—445, 1922, Nr. 2736. [S. 1175.] SMEKAL.

**ean Timmermans, Mlle H. van der Horst et H. Kamerlingh Onnes.** Points de congélation de liquides organiques purs comme repères thermométriques aux basses températures. Onnes Comm. Leiden Nr. 157, 12 S., 1922. Mit Hilfe von Platinwiderstandsthermometern, die an das Heliumthermometer angeschlossen waren, wurden im Leidener Kälte-Laboratorium 10 Erstarrungspunkte sorgfältig gereinigter Flüssigkeiten in einem ausführlich beschriebenen Thermostaten gemessen. Die Ergebnisse sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

Strahlorkohlenstoff . $\text{CCl}_4$	— 22,89	Äthyläther stabil . $\text{C}_4\text{H}_{10}\text{O}$	— 116,33
Chlorbenzol . . . . . $\text{C}_6\text{H}_5\text{Cl}$	— 45,17	„ instabil . „	— 123,30
Chloroform . . . . . $\text{CCl}_3\text{H}$	— 63,49	Schwefelkohlenstoff . $\text{CS}_2$	— 111,61
Acetylacetat . . . . .	— 83,58	Methyleyklohexan . . $\text{C}_6\text{H}_{11}\text{CH}_3$	— 126,35
Äthanol . . . . . $\text{C}_2\text{H}_5$	— 95,14	Isopentan . . . . . $\text{C}_5\text{H}_{12}$	— 159,65

Die Verf. schlagen vor, die auf  $0,1^\circ$  abgerundeten Temperaturen „international“ anzunehmen. Zur leichten Herstellung von Fixpunkten wird das Bureau des Etalons Physico-chimiques in Brüssel demnächst Proben reiner Flüssigkeiten abgeben. Es ist zu erwähnen, daß die Erstarrungspunkte von vier der vorstehend verzeichneten Flüssigkeiten auch an der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt gemessen wurden. Die hier ermittelten Temperaturen liegen etwa  $0,3^\circ$  tiefer, als die Tabelle angibt. Im Wort „international“ ist also hinzuzufügen „ohne Deutschland“.

HENNING.

**E. Verschaffelt.** De verlengden van de dampspanningslijn en van de Dichtheidslijn. Physica **2**, 143—145, 1922, Nr. 5. Der Autor faßt das Ergebnis seiner Untersuchung folgendermaßen zusammen: Gemäß der Gleichung von van der Waals sind die Dichten der koexistierenden Phasen oberhalb des kritischen Punktes imaginär. Ihr Mittelwert ist also reell und der „Durchmesser“ der Grenzlinie besitzt eine reelle Verlängerung. Die Ordinate des Durchmessers strebt für  $\infty$  dem Wert 0 zu, so daß das Gesetz des geradlinigen Durchmessers jenseits der

kritischen Temperatur einen Übergang zu negativen Ordinaten zur Folge haben würde. — Die Dampfdruckkurve besitzt ebenfalls eine reelle Verlängerung, die bis ins Unendliche reicht. Nach der von van der Waals gegebenen empirischen Formel würde ein Maximalwert asymptotisch erreicht.

HENNING

**Rudolf Mewes.** Über die von P. Debye aufgestellte Theorie der spezifischen Wärmen. ZS. f. Sauerstoff- u. Stickstoff-Industrie **14**, 93—95, 1922, Nr. 8.

MEISSNER

**Joseph F. Shadgen.** Heat-Temperature Curves of Metals. Iron Age **110** 218—222, 1922, Nr. 4. Auszug aus der in den vom Verein deutscher Ingenieure herausgegebenen Forschungsheften erschienenen Arbeit von Wüst, Meuthen und Dürren. Namentlich sind die Kurven und Tabellen über die mittlere und die wahre spezifische Wärme der Metalle bei hohen Temperaturen, auch unter Umrechnung auf britische Einheiten, wiedergegeben.

BERNDT

**Edward C. Wente.** The thermophone. Phys. Rev. (2) **19**, 333—345, 1922, Nr. 4. [S. 1128.]

KUNZE

**R. Hoffmann und W. Stahl.** Über Dichte von Feinsilber in den Schmelzhitzen. Metall und Erz **19**, 357—358, 1922, Nr. 15. [S. 1122.]

BERNDT

**E. H. Riesenfeld und G.-M. Schwab.** Die physikalischen Konstanten des Ozons. ZS. f. Phys. **11**, 12—21, 1922, Nr. 1. Durch Abkühlen in flüssigem Wasserstoff erhielten Verff. erstmalig Ozon im festen Aggregatzustand als violett-schwarze Kristalle und bestimmten mit einem Thermoelement seinen Schmelzpunkt zu  $-249,6^{\circ}$ . In der gleichen Weise wurde der Siedepunkt zu  $-112,3^{\circ}$  ermittelt. Die Dichte des flüssigen Ozons beträgt beim Sauerstoffsiedepunkt 1,71, beim Ozonsiedepunkt 1,46, sein Ausdehnungskoeffizient beim Siedepunkt 0,0025. Die kritische Temperatur des Ozons ergab sich zu  $-5^{\circ}\text{C}$ . Aus der Dichte des flüssigen und gasförmigen Ozons bei verschiedenen Temperaturen ließ sich nach Cailletet und Mathias die kritische Dichte zu 0,537 extrapolieren, ein Wert, der durch Dichtemessungen in der Nähe der kritischen Temperatur weitgehend bestätigt werden konnte. Das entspricht einem kritischen Volumen von 89,4 ccm. Nach dem klassischen Theorem der übereinstimmenden Zustände berechnet sich daraus der kritische Druck zu 65 Atm. und der Siedepunkt zu  $-107,3^{\circ}$ , also mit 5,0° Fehler. Die Anwendung des Byksschen Quantentheorems der übereinstimmenden Zustände ergibt dagegen den kritischen Druck zu 67 Atm. und den Siedepunkt zu  $-114,2^{\circ}\text{C}$ , also mit nur 1,9° Fehler. — Aus dem gesamten physikalischen Verhalten des Ozons, insbesondere seiner Einfügung in das Theorem der übereinstimmenden Zustände schließen die Verff., daß ebenso wie im Gaszustand Ozon die Molekulargröße  $\text{O}_3$  hat, auch flüssiges Ozon keine anderen, höher molekularen Modifikationen des Sauerstoffs als  $\text{O}_3$  enthält.

RIESENFELD